



# La vie et la mort des étoiles massives révélées par l'observation des raies gamma nucléaires grâce au spectromètre INTEGRAL/SPI

Pierrick Martin

## ► To cite this version:

Pierrick Martin. La vie et la mort des étoiles massives révélées par l'observation des raies gamma nucléaires grâce au spectromètre INTEGRAL/SPI. Planète et Univers [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT : . tel-00358223

**HAL Id: tel-00358223**

**<https://theses.hal.science/tel-00358223>**

Submitted on 3 Feb 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# THESE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : Astrophysique

---

Présentée et soutenue par *Pierrick MARTIN*

Le Jeudi 27 Novembre 2008

**Titre :** *La vie et la mort des étoiles massives  
révélées par l'observation des raies gamma nucléaires  
grâce au spectromètre INTEGRAL/SPI*

---

### JURY

*Président: Pierre JEAN (CESR - Toulouse)*

*Rapporteur: Bertrand CORDIER (CEA - Gif-sur-Yvette)*

*Rapporteur: Michel CASSE (CEA/IAP - Paris)*

*Examineur: Nicolas PRANTZOS (IAP - Paris)*

*Examineur: François LEBRUN (CEA - Gif-sur-Yvette)*

*Examineur: Georges MEYNET (Observatoire de Genève - Genève)*

*Directeur de thèse: Jürgen KNÖDLSIEDER (CESR - Toulouse)*

---

**Ecole doctorale :** SDU2E

**Unité de recherche :** CESR (Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements)

**Directeur(s) de Thèse :** Jürgen KNÖDLSIEDER

**Rapporteurs :** Michel CASSE et Bertrand CORDIER



À mes Parents  
À Catherine



# Introduction

Le terme "étoile massive" désigne en Astrophysique les étoiles dont la masse à la naissance est supérieure à environ 8 fois la masse du Soleil et inférieure à une limite physique aujourd'hui encore débattue mais vraisemblablement située autour de 120-150 masses solaires ( $M_{\odot}$ ). Derrière ce modeste facteur 10-100 sur la masse, comparé à notre Soleil, se dissimulent en réalité de véritables monstres dont les caractéristiques sont sans commune mesure avec celles qui prévalent dans le Système Solaire.

Bien que disposant d'une plus grande réserve de combustible, les étoiles massives vivent beaucoup moins longtemps (quelques millions d'années comparé aux 5 milliards d'années de notre Soleil) car elles brûlent, pour ainsi dire, la chandelle par les deux bouts. Leur taille est plusieurs milliers de fois supérieure à celle du Soleil et leur luminosité de plusieurs dizaines de milliers à plusieurs millions de fois plus intense. Les étoiles massives connaissent une évolution particulièrement agitée durant laquelle elles peuvent éjecter dans le milieu interstellaire une fraction considérable de leur masse. Leur mort, provoquée par l'effondrement gravitationnel de leur coeur après épuisement du combustible, est à l'image de leur vie : dans la démesure.

Les supernovae qui en résultent sont dites de type effondrement gravitationnel (type II ou Ib/c) et constituent les événements les plus violents de l'univers : l'effondrement du coeur d'une étoile massive en une étoile à neutrons génère quelques  $10^{53}$  ergs sous forme de neutrinos, cette émission ayant comme effet collatéral d'entraîner l'éjection des couches externes de l'étoile à une énergie cinétique typique de  $10^{51}$  ergs. Dans le cas des étoiles les plus massives, la source d'énergie principale est différente mais tout aussi colossale : la rotation de l'objet compact renferme de  $10^{52}$  à  $10^{54}$  ergs selon qu'il s'agit d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir ; par ailleurs, dans le cas d'un trou noir, l'accrétion de la matière stellaire peut fournir une énergie d'environ  $10^{53}$  ergs par masse solaire.

En dehors de cette démonstration de puissance, une explosion de supernova constitue un phénomène d'une incroyable complexité, impliquant les quatre interactions fondamentales de la Nature, et des considérations grande-échelle (relativité générale, magnétohydrodynamique,...) autant que des processus de microphysique (interactions neutrino-matière, equation d'état de la matière condensée,...). Cette sophistication tient en haleine les chercheurs du monde entier depuis près de 70 ans, depuis que

---

Baade et Zwicky [1934] ont proposé que les supernovae sont le résultat de l’effondrement d’une étoile ordinaire en étoile à neutrons. Aujourd’hui, les rôles respectifs de l’émission de neutrinos de la proto-étoile à neutrons, de la rotation de l’objet compact, du champ magnétique ou de l’accrétion dans le processus d’explosion demeurent encore incertains.

En dépit des innombrables tentatives de représentation numérique du phénomène, aucune équipe n’a su produire à ce jour un modèle complet et cohérent d’explosion. Cette situation inquiète autant qu’elle stimule car la persistance de l’échec malgré les formidables raffinements apportées aux modèles dans tous les domaines impliqués suggère qu’une physique insoupçonnée pourrait être à l’oeuvre. Par ailleurs, les caractéristiques de l’étoile au moment de son effondrement gravitationnel final, sa masse, le taux de rotation de son coeur ou son champ magnétique par exemple, sont le fruit de plusieurs millions d’années d’évolution et conditionnent le déroulement de l’explosion. Conjointement à la quête du ou des mécanismes provoquant cette explosion, il importe donc de connaître les chemins évolutifs qu’empruntent les étoiles massives selon leur masse initiale, moment angulaire ou métallicité.

Parallèlement aux progrès réalisés dans le domaine de la simulation, un nombre toujours plus grand de contraintes observationnelles doit être accumulé. En particulier, la demande est forte pour des contraintes d’un nouveau genre permettant à l’observateur de plonger au plus profond des étoiles massives et de leurs explosions. L’astronomie des neutrinos et des ondes gravitationnelles seront sans aucun doute les instruments de cette avancée mais n’en sont pour l’instant qu’à leurs balbutiements. L’astronomie gamma, et plus particulièrement l’astronomie gamma nucléaire, pourrait ici apporter une contribution notoire.

La majorité des éléments qui nous entourent ont été produits et/ou libérés par les étoiles massives et les supernovae et parmi ceux-là, certains se trouvent être radioactifs. C’est l’émission de raie gamma caractéristique de la décroissance de chacun de ces atomes instables qui est l’objet de l’astronomie gamma nucléaire. L’étude spectrométrique du rayonnement d’un isotope donné renseigne sur les conditions de sa production et de son éjection dans le milieu interstellaire. Les observations de raies gamma nucléaires permettent donc d’accéder, indirectement et longtemps après les faits, aux rouages de l’évolution et de l’explosion finale des étoiles massives.

Les modèles stellaires ont récemment connu des améliorations et modifications substantielles comme la prise en compte de la rotation stellaire ou la révision des taux de perte de masse. Ces deux facteurs se sont révélés d’une extrême importance et ont permis de rendre compte d’un certain nombre d’observations. D’autre part, les modèles d’explosion de supernova ont mis en évidence l’importance de la turbulence et des instabilités hydrodynamiques, tout en soulignant le rôle salvateur que pourraient jouer les phénomènes de jets. Le lancement en 2002 de l’observatoire gamma INTEGRAL, équipé du spectromètre haute résolution SPI, a offert la possibilité de mettre ces avancées théoriques à l’épreuve de nouvelles observations.

L'objectif de ce travail de thèse démarré en 2005 est d'apporter, par l'observation des raies gamma nucléaires de certains radio-isotopes, des contraintes observationnelles sur les mécanismes qui régissent la vie et la mort des étoiles massives. Il s'agit de sonder les vestiges de supernovae récentes et proches pour y débusquer les empreintes de la dynamique des premiers instants, mais aussi d'étudier des populations galactiques d'étoiles massives pour évaluer, par confrontation aux prédictions des modèles récents de nucléosynthèse, si notre compréhension de leur évolution est correcte. Pour ce faire, j'ai entrepris l'étude du rayonnement de trois radioisotopes accessibles à l'astronomie gamma nucléaire, le  $^{44}\text{Ti}$ , le  $^{60}\text{Fe}$  et l' $^{26}\text{Al}$ , à partir des observations réalisées par le spectromètre gamma haute résolution SPI, embarqué sur l'observatoire international INTEGRAL. Mes activités de recherche se sont alors développées selon trois axes :

1. Etude de la cinématique des couches internes de l'éjecta de Cassiopée A grâce aux raies à 67.9, 78.4 et 1157.0 keV de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . Le  $^{44}\text{Ti}$  est un radio-isotope à durée de vie moyenne (85 ans) produit au plus profond de l'étoile durant l'épisode de supernova ; il est donc extrêmement sensible à la dynamique de l'explosion. Les hautes performances spectrométriques de SPI vont donc nous permettre d'accéder à la cinématique actuelle de la matière qui jouxtait autrefois le moteur de l'explosion. Cette information, combinée à l'ensemble des données observationnelles disponibles sur Cassiopée A, pourrait nous rapprocher du scénario exact de l'explosion.
2. Observation et modélisation de l'émission galactique du  $^{60}\text{Fe}$  et de l' $^{26}\text{Al}$ . Ces deux isotopes à longue durée de vie (million d'années) sont produits par les étoiles massives durant leurs phases hydrostatiques et explosives, mais alors que l' $^{26}\text{Al}$  est libéré à la fois par les vents stellaires et les supernovae, le  $^{60}\text{Fe}$  n'est éjecté que lors de l'explosion finale. La caractérisation de l'émission galactique de ces deux isotopes et sa confrontation aux prédictions des plus récents modèles de nucléosynthèse stellaire va nous permettre de jauger à grande échelle l'activité stellaire, largement dominée par les étoiles massives, de notre Galaxie.
3. Observation et modélisation de l'émission du  $^{60}\text{Fe}$  et de l' $^{26}\text{Al}$  en provenance du Cygne. La région du Cygne abrite une exceptionnelle concentration d'étoiles massives jeunes dont nous avons aujourd'hui une connaissance très détaillée. Les associations stellaires du Cygne se prêtent donc à une mise à l'épreuve fine des modèles stellaires. La comparaison des résultats obtenus par plusieurs groupes de recherche permettra d'identifier les facteurs physiques importants pour l'évolution stellaire et dont l'explosion finale pourrait dépendre.

Ces travaux ont été réalisés en liaison étroite avec Jürgen KNÖDLSER et Pierre JEAN (Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements) pour ce qui est de l'analyse des observations INTEGRAL/SPI et dans le cadre d'une collaboration avec Georges Meynet (Observatoire de Genève), Marco Limongi et Alessandro Chieffi (Istituto Na-



---

zionale di AstroFisica) pour ce qui relève des modèles stellaires de nucléosynthèse.

Avant de présenter le développement et les fruits des trois thèmes de recherche exposés ci-dessus, je vais dans un premier chapitre dresser un état des lieux de nos connaissances actuelles au sujet du mécanisme d'explosion des étoiles massives. Dans le deuxième chapitre, je présenterai les spécificités et le potentiel des trois radioisotopes étudiés : le  $^{44}\text{Ti}$ , le  $^{60}\text{Fe}$  et l' $^{26}\text{Al}$ . Je décrirai ensuite, dans les chapitres 3 et 4, les outils utilisés dans le cadre de ce travail de thèse, à savoir les méthodes de traitement des données recueillies par INTEGRAL/SPI ainsi qu'un programme de synthèse de population pour la prédiction du flux des raies gamma de décroissance. Je détaillerai alors mes activités de recherche à proprement parler avant de clore cette thèse par une synthèse du travail accompli et un aperçu des perspectives qu'elle offre.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>La mort insondable des étoiles massives</b>	<b>1</b>
1.1	Effondrement gravitationnel et puis ? . . . . .	1
1.2	Ressusciter un choc : les neutrinos . . . . .	3
1.3	Lancer un jet : rotation et MHD . . . . .	7
<b>2</b>	<b>L’astronomie gamma nucléaire</b>	<b>13</b>
2.1	Le potentiel de l’astronomie gamma nucléaire . . . . .	13
2.2	Le $^{44}\text{Ti}$ : sonder la dynamique de l’explosion . . . . .	14
2.3	L’ $^{26}\text{Al}$ : tracer l’activité nucléosynthétique . . . . .	17
2.4	Le $^{60}\text{Fe}$ : révéler les supernovae . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Traitement des données INTEGRAL/SPI</b>	<b>23</b>
3.1	Présentation de l’instrument . . . . .	23
3.1.1	La caméra de SPI . . . . .	23
3.1.2	Le masque codé . . . . .	28
3.1.3	Le format des données . . . . .	33
3.2	Le bruit de fond instrumental . . . . .	34
3.2.1	Origines physiques du bruit de fond . . . . .	34
3.2.2	Modélisation du bruit de fond . . . . .	36
3.3	La production des résultats . . . . .	41
3.3.1	L’ajustement des modèles . . . . .	41
3.3.2	La vérification des résultats . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Synthèse de population stellaire</b>	<b>51</b>
4.1	Rendements théoriques de nucléosynthèse . . . . .	52
4.1.1	Les modèles stellaires . . . . .	52
4.1.2	La grille de rendements utilisée . . . . .	55
4.2	Calcul de la luminosité mécanique . . . . .	57
4.2.1	Les différentes stades évolutifs . . . . .	57
4.2.2	Les vitesses des vents stellaires . . . . .	60
4.3	La synthèse de population . . . . .	61

4.3.1	Le fonctionnement du programme <i>PopSim</i> . . . . .	62
4.3.2	Approximations et incertitudes . . . . .	63
<b>5</b>	<b>La dynamique interne de l'explosion de Cassiopée A</b>	<b>69</b>
5.1	Un vestige de supernova très prometteur . . . . .	69
5.1.1	La plus récente supernova galactique (ou presque...) . . . . .	69
5.1.2	Une explosion asymétrique . . . . .	70
5.1.3	Le progéniteur de Cassiopée A . . . . .	72
5.1.4	La seule source connue de $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	73
5.2	Les observations SPI de Cassiopée A . . . . .	76
5.2.1	Les spectres source . . . . .	76
5.2.2	Estimation des erreurs systématiques . . . . .	78
5.3	Le site de production du $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	84
5.3.1	Le fer présent dans Cassiopée A . . . . .	85
5.3.2	La cinématique actuelle de Cassiopée A . . . . .	86
5.4	Synthèse . . . . .	87
<b>6</b>	<b>L'activité stellaire de la Galaxie révélée par l'<math>^{26}\text{Al}</math> et le <math>^{60}\text{Fe}</math></b>	<b>93</b>
6.1	Historique de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	93
6.1.1	Des années 1970 à COMPTEL... . . . .	93
6.1.2	De COMPTEL à INTEGRAL... ? . . . . .	94
6.2	La Galaxie radioactive vue par SPI . . . . .	95
6.2.1	L'émission galactique à 1809 keV . . . . .	95
6.2.2	L'émission galactique à 1173 et 1332 keV . . . . .	98
6.2.3	Distribution spatiale de l' $^{26}\text{Al}$ galactique . . . . .	101
6.3	Modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ galactiques . . . . .	106
6.3.1	Modèle et hypothèses . . . . .	107
6.3.2	Masses et flux prédits . . . . .	109
6.4	Synthèse . . . . .	114
<b>7</b>	<b>L'activité nucléosynthétique de la région du Cygne</b>	<b>121</b>
7.1	Le Cygne, une région riche ... et brûlante . . . . .	121
7.1.1	Une structure ambiguë... . . . .	121
7.1.2	... finalement résolue ! . . . . .	123
7.2	L'activité nucléosynthétique du Cygne révélée par SPI . . . . .	125
7.2.1	La morphologie de l'émission . . . . .	125
7.2.2	Les caractéristiques des signaux de décroissance . . . . .	129
7.3	Modélisation de l'activité nucléosynthétique du Cygne . . . . .	131
7.3.1	Modèle, hypothèses et premiers résultats . . . . .	131
7.3.2	Effets de la métallicité et de l'IMF . . . . .	136
7.4	Simulation de la superbulle de Cyg OB2 . . . . .	141

## Table des matières

---

7.4.1	Théorie des superbulles . . . . .	141
7.4.2	Simulations hydrodynamiques . . . . .	145
7.5	Synthèse . . . . .	154
<b>8</b>	<b>Synthèse et perspectives</b>	<b>159</b>
8.1	Etude des raies du $^{44}\text{Ti}$ dans Cassiopée A . . . . .	160
8.2	Observation/modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ galactique . . . . .	161
8.3	Observation/modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ dans le Cygne . . . . .	163
8.4	Etude de l'émission d'annihilation des supernovae et de leurs vestiges	164



# Liste des abbréviations

BSG .....	supergéante bleue
GEDSAT .....	taux d'événements saturants
GRB .....	sursaut gamma
IMF .....	fonction de masse initiale
ISM .....	milieu interstellaire
LBV .....	étoile de type lumineuse-bleue-variable
LC06 .....	Limongi and Chieffi [2006]
ME2 .....	événements doubles
MHD .....	magnéto-hydrodynamique
MLR .....	maximum likelihood ratio
MMP05 .....	Meynet and Maeder [2003], Palacios et al. [2005]
NSE .....	équilibre statistique nucléaire
OG .....	groupe d'observations
RSG .....	supergéante rouge
SB .....	superbulle
SE .....	événements simples
SN .....	supernova
SNR .....	vestige de supernova
WC .....	étoile de Wolf-Rayet de type C
WN .....	étoile de Wolf-Rayet de type N
WR .....	étoile de Wolf-Rayet
Z .....	métallicité initiale



# Table des figures

1.1	Premières phases d'une supernova de type core-collapse . . . . .	4
1.2	Croissance d'un mode SASI $l=1$ . . . . .	5
1.3	Croissance d'un mode SASI $l=2$ . . . . .	6
1.4	Croissance d'un mode SASI spiral . . . . .	8
3.1	Sections efficaces des interactions rayonnement-matière pour le Ge . .	24
3.2	Effet de la dégradation sur la réponse spectrale. . . . .	26
3.3	Réponse spectrale d'un détecteur gamma . . . . .	28
3.4	Systèmes d'imagerie gamma à modulation d'ouverture . . . . .	29
3.5	Principe de fonctionnement d'un télescope Compton. . . . .	30
3.6	Motif du masque codé de SPI . . . . .	31
3.7	Principe de la <i>camera obscura</i> . . . . .	32
3.8	Spectre du bruit de fond instrumental de SPI. . . . .	36
3.9	Evolution des taux de comptage données et GEDSAT . . . . .	38
4.1	Rendements en $^{26}\text{Al}$ et $^{60}\text{Fe}$ des modèles stellaires . . . . .	54
4.2	Masse des coeurs de CO . . . . .	56
4.3	Rendements en $^{26}\text{Al}$ et $^{60}\text{Fe}$ pour 4 métallicités . . . . .	58
4.4	Exemple de courbes de lumières simulées . . . . .	64
5.1	Distribution spatiale des FMKs dans Cas A . . . . .	71
5.2	Image Chandra de Cas A . . . . .	72
5.3	Spectre de la supernova de Cas A . . . . .	73
5.4	Spectre de Cas A obtenu par IBIS aux énergies du $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	74
5.5	Rendements en $^{44}\text{Ti}$ et $^{56}\text{Ni}$ théoriques et observés . . . . .	75
5.6	Spectres bruts de SPI à 68-78 et 1157 keV . . . . .	77
5.7	Spectre de Cas A obtenu par SPI aux énergies du $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	79
5.8	Images des résidus célestes pour la bande 76-78 keV . . . . .	80
5.9	Images des résidus célestes pour la bande 1150-1165 keV . . . . .	81
5.10	Distribution des résidus célestes à 78 et 1157 keV . . . . .	82
5.11	Contour de $\chi^2$ pour la largeur de la raie à 1157 keV . . . . .	84



## Table des figures

---

6.1	Cartes SPI et COMPTEL de la Galaxie à 1809 keV . . . . .	96
6.2	Carte de l'exposition d'INTEGRAL . . . . .	97
6.3	Profil longitudinal de l'émission galactique à 1809 keV . . . . .	99
6.4	Spectres SPI de l'émission galactique à 1809 keV . . . . .	100
6.5	Spectres SPI de l'émission galactique à 1173/1332 keV . . . . .	101
6.6	Images des résidus célestes 1809 keV . . . . .	105
6.7	Distribution radiale des régions HII galactiques . . . . .	108
6.8	Profils longitudinaux simulés de l'émission de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ . . . .	110
6.9	Distribution radiale simulée de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ . . . . .	115
6.10	Evolution longitudinale théorique du ratio des flux $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ . . . . .	116
7.1	Cartes de MLR corrigé pour les modèles du Cygne . . . . .	127
7.2	Cartes de MLR corrigé pour les modèles du Cygne . . . . .	128
7.3	Spectre à 1809 keV de la région du Cygne . . . . .	130
7.4	Spectre à 1173 et 1332 keV de la région du Cygne . . . . .	132
7.5	Flux de décroissance prédits pour le Cygne ( $Z=0.02$ et IMF 1.35) . .	134
7.6	Flux de décroissance prédits pour Cyg OB2 en fonction de $Z$ . . . . .	137
7.7	Flux de décroissance prédits pour Cyg OB2 en fonction de l'IMF . . .	138
7.8	Flux de décroissance prédits pour le Cygne ( $Z=0.008$ et IMF 1.80) . .	140
7.9	Représentation schématique d'une superbulle. . . . .	141
7.10	Luminosité mécanique de Cyg OB2 . . . . .	146
7.11	Fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ . . . . .	148
7.12	Profils de vitesse et densité de la SB de Cyg OB2 . . . . .	149
7.13	Profils de pression et température de la SB de Cyg OB2 . . . . .	150
7.14	Fraction massique d' $^{26}\text{Al}$ dans la SB de Cyg OB2 . . . . .	151
7.15	Rayon de la SB de Cyg OB2 . . . . .	152
7.16	Distribution massique de l' $^{26}\text{Al}$ dans la SB de Cyg OB2 . . . . .	153
8.1	Spectre brut et taux de comptage à 68-78 keV . . . . .	169
8.2	Résidus temporels et célestes dans la bande 76-80 keV . . . . .	170
8.3	Spectre brut et taux de comptage à 1157 keV . . . . .	172
8.4	Résidus temporels et célestes dans la bande 1150-1165 keV . . . . .	173
8.5	Spectre brut et taux de comptage à 1809 keV . . . . .	175
8.6	Résidus temporels et célestes dans la bande 1806-1812 keV . . . . .	176
8.7	Spectre brut et taux de comptage à 1173 keV . . . . .	178
8.8	Résidus temporels et célestes dans la bande 1170-1176 keV . . . . .	179





# Chapitre 1

## La mort insondable des étoiles massives

Ce chapitre expose l'état actuel de notre compréhension du processus par lequel les étoiles massives finissent leur existence en une explosion de supernova. Il s'agit autant d'un rappel des grands principes admis de l'effondrement du coeur d'une étoile en fin de vie que d'un inventaire des récents développements en matière de simulation et des facteurs qui ont été identifiés comme potentiellement importants. L'essentiel de cette partie est une synthèse des revues de Woosley et al. [2002], Woosley and Janka [2005] et Janka et al. [2007], et de certaines de leurs références<sup>1</sup>.

### 1.1 Effondrement gravitationnel et puis ?

A l'issue de la combustion hydrostatique et des différentes phases de fusion nucléaire centrale ou en couche, l'intérieur d'une étoile de masse initiale supérieure à  $8 M_{\odot}$  est stratifié chimiquement autour d'un coeur constitué d'éléments du groupe du fer. L'énergie de liaison par nucléon de ces éléments est maximale, ce qui signifie que leur fusion avec d'autres noyaux est endoénergétique et ne saurait fournir d'énergie à l'étoile. D'autre part, les pertes d'énergie par neutrinos, qui sont le mode dominant de refroidissement du coeur à partir de la combustion du carbone, se poursuivent au centre, entraînant ainsi la contraction du coeur stellaire en un milieu fortement dégénéré. Dans le même temps, des réactions de fusion se poursuivent aux interfaces entre certaines couches chimiques, en particulier la combustion en couche du Si dont les produits viennent grossir la masse de fer au centre. A l'approche de la masse critique de Chandrasekhar, deux processus physiques vont entrer en scène et précipiter

---

<sup>1</sup>Afin de ne pas alourdir le texte, seules les références "majeures" sont indiquées dans le texte. Pour tous les résultats et valeurs mentionnés, le lecteur trouvera une bibliographie extrêmement fouillée dans les trois publications utilisées comme sources principales.

l'effondrement gravitationnel du coeur de fer et par suite de l'étoile toute entière.

A partir d'une certaine densité ( $\simeq 10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$ ), il devient plus intéressant, d'un point de vue énergétique, pour le coeur stellaire dégénéré de procéder à la réaction de capture électronique 1.1 plutôt que de repousser les électrons vers des énergies de Fermi toujours plus grandes.

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad \text{ou} \quad (A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e \quad (1.1)$$

Les électrons fournissent alors la majeure partie de la pression nécessaire au maintien de l'étoile, et leur disparition progressive au profit d'une neutronisation de la matière prive l'étoile d'un support essentiel. Par ailleurs, la température centrale à ce moment de l'évolution est telle que le rayonnement associé commence à photodissocier le fer environnant en helium, anéantissant ainsi en une fraction de seconde des millions d'années de nucléosynthèse. Sous les effets conjugués de l'émission neutrinique, de la capture électronique et de la photodésintégration partielle, la contraction du coeur de fer devient une chute libre pouvant atteindre des vitesses de l'ordre du quart de la vitesse de la lumière.

Lorsque la densité atteint les  $10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$ , la partie centrale du coeur devient opaque aux neutrinos et l'effondrement s'y poursuit alors de manière homologue. La densité centrale augmente alors jusqu'à atteindre la densité nucléaire. La composante répulsive de la force nucléaire met fin à l'effondrement lorsque la densité atteinte est de l'ordre du double de la densité nucléaire, soit environ  $4\text{-}5 \cdot 10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$ . La compression du coeur au delà de la densité nucléaire génère un rebond et une onde de choc se forme à la surface du coeur homologue<sup>2</sup> et commence à se propager dans l'extérieur du coeur de fer, en chute supersonique.

A ce stade, l'explosion de l'étoile semble acquise et l'idée a effectivement prévalu pendant plusieurs années que l'onde de choc issue du rebond du coeur pouvait inverser l'effondrement et aboutir à l'éjection des couches externes de l'étoile. Toutefois, une analyse plus détaillée de l'évolution de ce choc a révélé qu'un certain nombre de mécanismes de dissipation le vident de son énergie avant qu'il n'ait pu sortir du coeur. Vient tout d'abord la photodésintégration des noyaux engloutis par l'onde de choc, qui consomme environ  $10^{51} \text{ ergs}$  par  $0.1 M_\odot$ , puis, en aval du choc, le refroidissement de la matière et la capture électronique par les nucléons issus de la désintégration, dont l'intense émission neutrinique emporte aussi une partie de l'énergie du choc. Quelques ms après le rebond du coeur, le choc s'épuise et entre en stagnation à un rayon de 100-200 km tandis qu'au centre, une proto-étoile à neutrons (PNS) accrète de la matière à un rythme insensé de quelques dixièmes de masse solaire par seconde. Si ce corps compact ne trouve aucun moyen d'injecter rapidement de l'énergie, il implosera inmanquablement en un trou noir et aucune explosion n'aura lieu. L'échec

---

<sup>2</sup>La masse de matière en effondrement homologue se trouve être approximativement la même que la masse de matière en contact sonique.

du scénario d'explosion prompte a effectivement été confirmé par un grand nombre de simulations.

## 1.2 Ressusciter un choc : les neutrinos

Bien que l'explosion prompte se soit rapidement essouffée, le système ne manque pas de sources d'énergie. La première d'entre elles est l'énergie de liaison gravitationnelle de l'étoile à neutrons en formation. L'effondrement du cœur stellaire jusqu'au rebond a produit un corps compact extrêmement dense et chaud d'un rayon d'environ 30 km. Dans les secondes qui suivent (temps caractéristique de Kelvin-Helmholtz pour la contraction de la PNS), cette proto-étoile à neutrons va se refroidir jusqu'à devenir une étoile à neutrons d'un rayon de 10 km environ et dans l'intervalle l'énergie de liaison de l'étoile à neutrons, soit environ  $3 \cdot 10^{53}$  ergs, est rayonnée sous la forme de neutrinos. Pour obtenir une éjection des couches externes de l'étoile à une énergie cinétique typique de  $10^{51}$  ergs, il suffirait juste de capter une infime fraction de cette prodigieuse luminosité neutrinique afin de relancer le choc initial. Ce scénario d'explosion retardée a été proposé par Bethe and Wilson [1985], d'après une idée originale de Colgate and White [1966] qui avaient alors envisagé une explosion prompte due à cette intense émission de neutrinos.

Les neutrinos piégés dans le cœur dense diffusent jusqu'à la neutrinosphère d'où ils s'échappent vers l'extérieur. En route, ils peuvent déposer une partie de leur énergie entre la neutrinosphère et le choc par l'intermédiaire des interactions suivantes :

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (1.2)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.3)$$

Il se crée ainsi en aval du choc une zone de faible densité et haute température dont la pression, qui est le moteur du choc, est maintenue par l'incessante injection d'énergie par les neutrinos. Si la luminosité et l'énergie des neutrinos sont suffisantes, la résurrection du choc et l'explosion de l'étoile peuvent être obtenues en quelques dixièmes de secondes. D'autant plus que le phénomène est vertueux : un chauffage efficace de la matière en cours d'accrétion par l'objet compact ralentit sa chute et augmente ainsi son exposition au flux de neutrinos.

Cependant, l'énergie déposée par les neutrinos est largement réémise, sous forme de neutrinos. La réussite de l'explosion retardée est donc le fruit d'une compétition entre absorption et réémission, deux processus dont l'efficacité dépend des distributions de densité et température dans une zone comprise entre l'étoile à neutrons et le choc. Cette région dont la structure est imposée par l'hydrodynamique du milieu est divisée par le rayon de gain, à partir duquel la matière enregistre un gain net en énergie. L'intervalle entre le choc et le rayon de gain constitue alors la région de gain. Un critère important ici est le ratio du temps caractéristique d'advection de la

## 1.2. Ressusciter un choc : les neutrinos

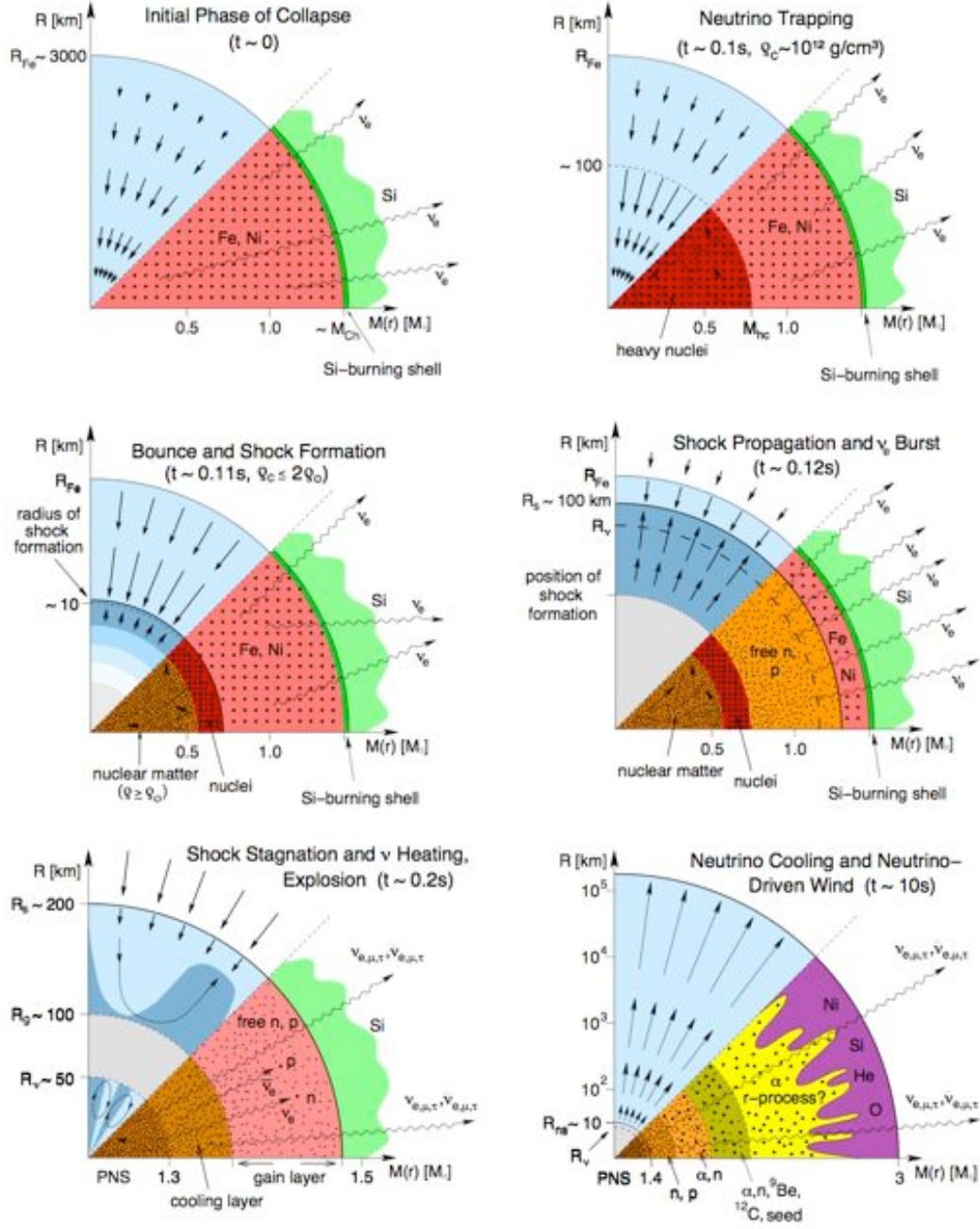


FIG. 1.1 – Synoptique des premières phases d’une supernova de type core-collapse : effondrement gravitationnel du progéniteur, rebond du cœur et formation d’un choc, essouffement puis résurrection (à démontrer) du choc par la luminosité neutrinique de la PNS en contraction [d’après Janka et al., 2007].

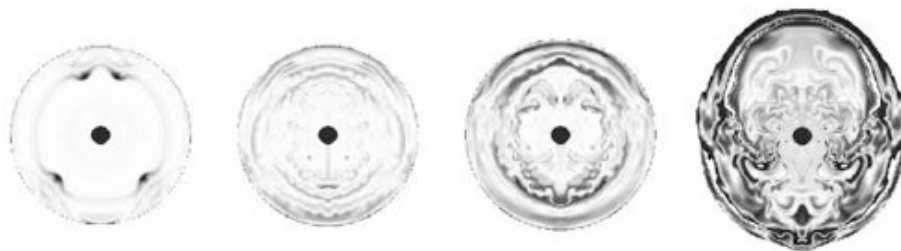


FIG. 1.2 – Profil d’entropie montrant la croissance initiale d’un mode  $l=1$  (unipolaire) lorsque le choc d’accrétion est perturbé par des fluctuations de densité en amont [Blondin et al., 2003].

matière accrétée par le choc, qui sera exposée au flux de neutrinos pendant sa descente vers l’objet compact, au temps caractéristique de chauffage par les neutrinos.

Les simulations 1D (à symétrie sphérique) de ce scénario d’explosion retardée ont malheureusement toutes abouti à des échecs, comme ce fut le cas pour le scénario d’explosion prompt. Cependant, il est rapidement apparu que la zone de gain était instable car le flux de neutrinos y produit un gradient d’entropie négatif. De violents mouvements de convection s’installent donc derrière le choc, avec pour conséquence d’augmenter le rayon du choc et la taille de la zone de gain. Plus important peut-être est le fait que les cycles de convection transportent l’énergie déposée à la base de la région de gain vers le choc, où elle peut ainsi travailler contre la matière en chute libre au lieu de se dissiper en neutrinos. Le résultat net est une augmentation de l’efficacité de chauffage par les neutrinos. La simulation en 2D permet effectivement d’obtenir des explosions là où le 1D avait failli, mais le passage d’un traitement gris à un traitement spectral du transport des neutrinos fit disparaître ce succès. L’existence d’une seconde zone de convection située à l’intérieur de l’étoile à neutrons, en dessous de la neutrinosphère, aurait pu accroître la luminosité neutrinique et ainsi conduire à une explosion mais la prise en compte de cet effet a montré que l’augmentation de l’émission de neutrinos demeure insuffisante.

Le passage à des simulations multi-dimensionnelles a cependant permis de découvrir le phénomène d’instabilité de choc stationnaire d’accrétion (en anglais Standing Accretion Shock Instability ou SASI) dont le rôle dans l’explosion pourrait être crucial. Des simulations de Fogliizzo [2002], Blondin et al. [2003] ont révélé qu’un choc d’accrétion est instable aux déformations non-radiales, par suite de l’amplification d’un cycle advectif-acoustique. Au cours de ce cycle une perturbation du choc sphérique d’accrétion, par des fluctuations de densité dans l’écoulement amont par exemple, génère en aval du choc des perturbations de vorticité ou d’entropie. Ces perturbations advectées dans l’écoulement aval sont amplifiées par la convergence



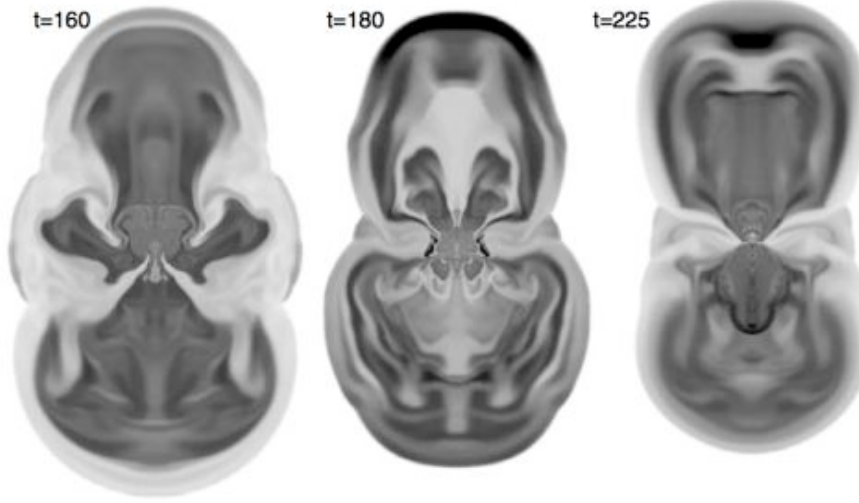


FIG. 1.3 – Profil d’entropie montrant que la SASI aboutit à la croissance auto-similaire du choc d’accrétion selon un mode  $l=2$  (bipolaire) [Blondin et al., 2003].

de l’écoulement et donnent naissance à des ondes sonores qui en remontant le flot subsonique vont interagir avec le choc. Un couplage s’installe entre les perturbations advectées et les ondes acoustiques créées, avec pour effet d’amplifier les perturbations initiales et d’entraîner de violentes distortions et oscillations du front de choc, avec des variations relatives de rayon  $\Delta R/R$  pouvant monter jusqu’à 3. Le mécanisme de SASI n’est pas a priori la cause directe de l’explosion. En revanche, les excursions répétées du choc à de grandes distances augmentent considérablement la taille de la zone de gain et donc le temps durant lequel la matière est exposée au flux de neutrinos. Si ce scénario est effectivement le bon, l’instabilité SASI impliquerait une asymétrie fondamentale de l’explosion de supernova et fournirait une explication au recul des pulsars. Par ailleurs des calculs tridimensionnels suggèrent l’existence d’un mode spiral qui pourrait être la source du spin des étoiles à neutrons.

Il est intéressant de noter dans le cadre de l’instabilité SASI le mécanisme acoustique proposé par Burrows et al. [2006]. L’accrétion anisotropique de matière excite des ondes de gravité dans l’étoile à neutrons dont les oscillations génèrent alors de puissantes ondes acoustiques pouvant transporter de l’énergie et de la quantité de mouvement vers l’extérieur. Nombre d’incertitudes entourent encore l’unique modèle de ce scénario, mais certaines de ses propriétés ne peuvent que susciter l’intérêt. Premièrement, la puissance acoustique, contrairement à la luminosité neutrinique, est disponible tant que l’accrétion se poursuit, c’est à dire aussi longtemps que nécessaire. Deuxièmement, les ondes sonores sont quasi intégralement absorbées par la matière,

ce qui est loin d'être le cas pour les neutrinos. Enfin, à la différence des neutrinos, les ondes sonores véhiculent de la quantité de mouvement (dans un ratio de la vitesse de la lumière à celle du son, à puissance équivalente).

Avec ou sans ce mécanisme acoustique, aucune explosion n'a été clairement observée. Le doute plane donc toujours sur le fait que le mécanisme d'explosion retardée soit le bon, bien que certains indices suggèrent que le succès n'est pas loin. Les développements récents en matière de simulation ont révélé l'importance de la turbulence et des instabilités hydrodynamiques pour une injection efficace d'énergie par les neutrinos ; ils ont montré qu'une configuration initialement sphérique pouvait, sous l'effet de perturbations mineures, développer de fortes asymétries ce qui fait écho à de nombreuses preuves observationnelles de l'asymétrie des supernovae. Par exemple la polarisation de l'émission des supernovae, qui augmente dans le temps pour les SN de type II et est d'autant plus marquée que l'on passe des SN de type II aux SN de type Ib et Ic. Il faut ajouter à cela les mouvements propres des pulsars, de l'ordre de plusieurs  $100 \text{ km s}^{-1}$ , ainsi que les observations (Hubble et Chandra respectivement) de vestiges comme SN1987A et Cassiopée A.

La rotation du coeur stellaire pourrait amplifier les phénomènes de convection et d'instabilités et/ou entraîner une émission anisotrope de neutrinos [Madokoro et al., 2004] ; autant de facteurs susceptibles d'accentuer encore l'asymétrie de l'explosion. Cependant, la durée caractéristique de l'émission de neutrinos est courte devant le temps dynamique de l'enveloppe stellaire et il n'est pas certain qu'une asymétrie de l'impulsion communiquée en profondeur à l'ejecta puisse survivre jusqu'à la phase d'expansion homologue.

Par ailleurs, la situation demeure critique pour les étoiles les plus massives. La haute densité des couches d'O et de Si de ces étoiles entraîne de forts taux d'accrétion sur l'objet compact qu'il est difficile de renverser. D'autant que pour les plus massives, l'effondrement direct en un trou noir prive le système de l'énergie du flux de neutrinos. Un mécanisme impliquant une asymétrie encore plus radicale a été avancé pour ces progéniteurs massifs mais pourrait bien également intervenir en complément des neutrinos pour les étoiles plus légères.

### 1.3 Lancer un jet : rotation et MHD

La conjonction spatiale et temporelle récemment observée entre plusieurs sursauts gamma du type long-soft (la variété la plus courante ; ci-après GRBs) et supernovae de type Ic (GRB980425/SN1998bw, GRB030329/SN2003dh et GRB031203/SN2006aj par exemple) a donné une nouvelle dimension à la quête du mécanisme d'explosion des étoiles massives. Il est aujourd'hui admis que les GRBs sont produits par des éjections fortement collimatées de matière ultra-relativiste, avec des facteurs de Lorentz  $\Gamma \geq 200$ . Par ailleurs, il semble que les supernovae associées soient exception-

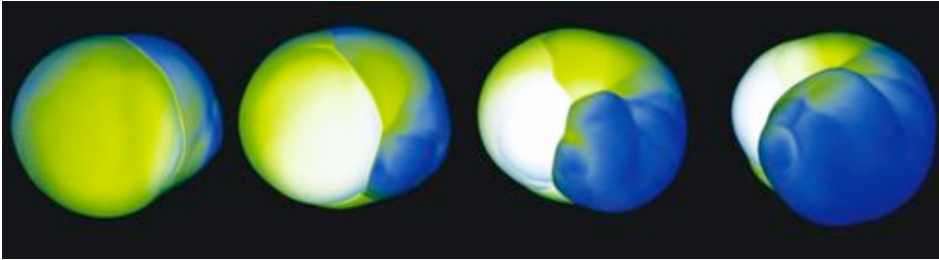


FIG. 1.4 – Illustration de l'évolution du choc d'accrétion selon un mode spiral qui pourrait être à l'origine du spin des étoiles à neutrons [Blondin and Mezzacappa, 2007].

nellement énergétiques, avec des énergies cinétiques de quelques  $10^{52}$  ergs, ce qui a conduit à leur classification comme "hypernovae". Aucun modèle sphérique du type décrit dans la section précédente ne peut accélérer suffisamment de masse aux vitesses requises, même en augmentant son énergie à celle d'une hypernova. Cela suggère que les jets associés au GRBs sont ou témoignent d'un ingrédient essentiel des hypernovae.

Un jet implique a priori une direction privilégiée qui pourrait s'expliquer de manière simple et naturelle par la rotation stellaire et/ou le champ magnétique. En fait, cette idée remonte à la découverte des pulsars (puis plus récemment des magnetars), dont la rotation rapide et l'intense champ magnétique ont été proposés comme des facteurs-clé de l'explosion [Ostriker and Gunn, 1971, Bisnovatyi-Kogan, 1971]. Cependant, pour des valeurs typiques du champ dipolaire ( $\simeq 10^{12}$  G) et de la période de rotation (quelques 1-10 ms) d'un pulsar, la puissance électrodynamique émise par flux de Poynting est de l'ordre de  $10^{44}$ - $10^{45}$  ergs $^{-1}$ , donc bien inférieure à ce qui est requis pour provoquer l'explosion d'une étoile massive. Il se pourrait, cependant, que les vitesses de rotation et les champs magnétiques observés aujourd'hui soient les résidus colossaux d'une conversion d'énergie magnéto-rotationnelle en énergie cinétique de supernova.

La seule source d'énergie évoquée jusque là est l'émission de neutrinos qui accompagne la contraction et la deleptonisation de la proto-étoile à neutrons (environ  $10^{53}$  ergs). Ce n'est pourtant pas le seul réservoir d'énergie susceptible d'être mis à profit pour l'explosion ; en effet, la rotation d'une étoile à neutrons à des périodes de l'ordre de la milliseconde représente une énergie d'environ  $10^{52}$  ergs, et bien plus encore dans le cas d'un trou noir.

Grâce à de nombreux travaux récents [Wheeler et al., 2000, 2002, Akiyama et al., 2003], il est devenu de plus en plus clair que l'effondrement d'un coeur stellaire en rotation suffisante génère des zones de forte rotation différentielle et s'accompagne de la formation d'un champ magnétique toroidal très intense autour de l'étoile à

neutrons (par compression et/ou enroulement du champ magnétique du progéniteur et/ou par suite d'instabilités magnéto-rotationnelle ou d'un effet dynamo). Ce champ toroidal pourrait être la source même de l'explosion si la pression magnétique était amenée à des valeurs suffisantes ; il semble plus vraisemblable cependant que le champ magnétique est l'instrument de la conversion d'énergie rotationnelle en énergie cinétique d'un vent MHD collimaté le long de l'axe de rotation du système. Plusieurs phases d'éjection polaire de matière sont susceptibles d'apparaître au cours de l'effondrement stellaire [Wheeler et al., 2002] et pourraient aboutir, selon les conditions de masse ou de rotation, à une variété de phénomènes allant de l'hypernova associée à un magnetar à l'explosion ratée donnant lieu à un sursaut gamma.

Une autre source considérable d'énergie pour l'explosion d'une supernova est l'accrétion de matière stellaire sur un trou noir, qui fournit environ  $10^{53}$  ergs par masse solaire. Le modèle de référence en la matière est celui du "collapsar" [MacFadyen and Woosley, 1999]. Dans ce scénario, un progéniteur suffisamment massif s'effondre en trou noir de manière prompte et un disque d'accrétion s'organise autour de ce dernier. La dissipation d'énergie dans le disque (par des mécanismes de viscosité encore mal compris) est à l'origine d'une double éjection de matière :

- Un vent très énergétique soufflé par certaines parties du disque d'accrétion suite à la l'élévation de température qu'entraînent les interaction visqueuses ; ce vent emporte environ  $1 M_{\odot}$  de matière riche en  $^{56}\text{Ni}$ , possède une énergie de plusieurs  $10^{51}$  ergs et pourrait donc être à lui seul la source de l'explosion de supernova et de sa luminosité.
- Un jet relativiste collimaté le long de l'axe de rotation du système dont l'énergie provient de l'annihilation le long de l'axe des neutrinos émis par le disque ou d'un processus MHD de conversion de l'énergie gravitationnelle de la matière accrétée.

Ce scénario global, mis au point initialement dans le but d'expliquer l'origine des GRBs, peut en fait être interprété plus largement. Selon l'importance de chacune des trois composantes du collapsar, le jet, le disque d'accrétion et le vent qui en est issu, une grande variété de phénomènes peut être obtenue : GRB classique associé à une SNIc (jet et vent actifs), SNIc fortement asymétrique dépourvue de GRB (jet peu puissant piégé dans l'étoile et vent actif), GRB présentant une activité prolongée (jet et disque d'accrétion actifs),...

L'identification des SNe et des GRBs en tant que classes distinctes d'objets partageant certaines propriétés observationnelles ou comme représentants d'un continuum d'événements dont le paramètre de contrôle serait la rotation demeure toujours incertaine. Les GRBs ne représentent après tout qu'une infime fraction des supernovae, quelques 0.1%, et la physique qui les sous-tend n'a donc aucune raison d'être commune à celle des supernovae. D'autant plus que les taux de rotation requis par la plupart des modèles semblent parfois difficiles à réconcilier avec les observations des vitesses de rotation des étoiles OB et les modèles classiques d'évolution stellaire. L'obtention d'une

coeur stellaire en rotation rapide avant effondrement pourrait nécessiter un fort spin initial, une faible métallicité et/ou une évolution binaire proche afin de ne pas perdre trop de moment angulaire lors des phases géante rouge et Wolf-Rayet. Néanmoins, il semble de plus en plus difficile d'exclure la rotation et le champ magnétique du scénario d'explosion.

Un schéma se dégage néanmoins dans lequel les étoiles de plus faibles masses (typiquement  $10 M_{\odot} \leq M \leq 30 M_{\odot}$ ) exploseraient majoritairement sous l'effet de l'intense émission de neutrinos de la proto-étoile à neutrons en contraction. Dans ces supernovae classiques, la forte rotation différentielle à la surface du coeur stellaire effondré pourrait être à l'origine de processus MHD entraînant des éjections de matière faibles et peu collimatées ; combinés à la forte turbulence et aux instabilités hydrodynamiques en aval du choc, ces jets faibles contribueraient à imprimer à l'éjecta un mouvement d'expansion asymétrique. Sous certaines conditions extrêmes de rotation, les éjections de matière se feraient plus puissantes et leur rôle dans l'explosion deviendrait plus prépondérant, les neutrinos n'intervenant qu'à hauteur de 10-25% dans le bilan énergétique final [Burrows et al., 2007]. La supernova ainsi obtenue serait donc particulièrement énergétique et les jets de matière pourraient donner lieu à un sursaut gamma faible, un X-ray Flash, tandis qu'un objet compact de type magnetar serait formé. En ce qui concerne les étoiles les plus massives, celles qui aboutissent à la formation prompte d'un trou noir (typiquement  $M \geq 30 M_{\odot}$ ), l'accrétion de la matière stellaire par le trou noir constitue a priori la source d'énergie de l'explosion mais pourrait être secondée par l'énorme énergie rotationnelle du trou noir. Le médiateur de l'explosion pourrait, selon les conditions initiales de l'effondrement stellaire, être le vent du disque d'accrétion ou une paire de jets polaires ou encore une combinaison quelconque des deux ce qui ouvre la voie à une importante variété de phénomènes physiques et d'observables astrophysiques.

# Bibliographie

- S. Akiyama, J. C. Wheeler, D. L. Meier, and I. Lichtenstadt. The Magnetorotational Instability in Core-Collapse Supernova Explosions. *ApJ*, 584 :954–970, February 2003. doi : 10.1086/344135.
- W. Baade and F. Zwicky. On Super-novae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 20 :254–+, 1934.
- H. A. Bethe and J. R. Wilson. Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating. *ApJ*, 295 :14–23, August 1985. doi : 10.1086/163343.
- G. S. Bisnovatyi-Kogan. The Explosion of a Rotating Star As a Supernova Mechanism. *Soviet Astronomy*, 14 :652–+, February 1971.
- J. M. Blondin and A. Mezzacappa. Pulsar spins from an instability in the accretion shock of supernovae. *Nature*, 445 :58–60, January 2007. doi : 10.1038/nature05428.
- J. M. Blondin, A. Mezzacappa, and C. DeMarino. Stability of Standing Accretion Shocks, with an Eye toward Core-Collapse Supernovae. *ApJ*, 584 :971–980, February 2003. doi : 10.1086/345812.
- A. Burrows, E. Livne, L. Dessart, C. D. Ott, and J. Murphy. A New Mechanism for Core-Collapse Supernova Explosions. *ApJ*, 640 :878–890, April 2006. doi : 10.1086/500174.
- A. Burrows, L. Dessart, E. Livne, C. D. Ott, and J. Murphy. Simulations of Magnetically Driven Supernova and Hypernova Explosions in the Context of Rapid Rotation. *ApJ*, 664 :416–434, July 2007. doi : 10.1086/519161.
- S. A. Colgate and R. H. White. The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions. *ApJ*, 143 :626–+, March 1966.
- T. Foglizzo. Non-radial instabilities of isothermal Bondi accretion with a shock : Vortical-acoustic cycle vs. post-shock acceleration. *A&A*, 392 :353–368, September 2002. doi : 10.1051/0004-6361 :20020912.

- H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martínez-Pinedo, and B. Müller. Theory of core-collapse supernovae. *Phys. Rep.*, 442 :38–74, April 2007. doi : 10.1016/j.physrep.2007.02.002.
- A. I. MacFadyen and S. E. Woosley. Collapsars : Gamma-Ray Bursts and Explosions in “Failed Supernovae”. *ApJ*, 524 :262–289, October 1999. doi : 10.1086/307790.
- H. Madokoro, T. Shimizu, and Y. Motizuki. Importance of Prolate Neutrino Radiation in Core-Collapse Supernovae : The Reason for the Prolate Geometry of SN1987A ? *PASJ*, 56 :663–669, August 2004.
- J. P. Ostriker and J. E. Gunn. Do Pulsars Make Supernovae ? *ApJ*, 164 :L95+, March 1971.
- J. C. Wheeler, I. Yi, P. Höflich, and L. Wang. Asymmetric Supernovae, Pulsars, Magnetars, and Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 537 :810–823, July 2000. doi : 10.1086/309055.
- J. C. Wheeler, D. L. Meier, and J. R. Wilson. Asymmetric Supernovae from Magnetocentrifugal Jets. *ApJ*, 568 :807–819, April 2002. doi : 10.1086/338953.
- S. Woosley and T. Janka. The physics of core-collapse supernovae. *Nature Physics*, 1 :147–154, December 2005. doi : 10.1038/nphys172.
- S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74 :1015–1071, November 2002.

## Chapitre 2

# L'astronomie gamma nucléaire

Malgré les formidables raffinements apportés aux modèles numériques d'explosion de supernova, la question demeure toujours : comment les étoiles massives explosent-elles ? La complexité des processus impliqués dans l'effondrement d'une étoile massive apparaît clairement dans l'exposé ci-dessus. Cette sophistication se double de la nécessité de connaître avec exactitude les caractéristiques des progéniteurs de supernovae à l'issue de plusieurs millions d'années d'évolution. Le besoin est donc grand pour des observations permettant de contraindre l'intérieur des étoiles et les profondeurs des supernovae. En attendant le développement à maturité de l'astronomie des neutrinos et des ondes gravitationnelles, l'astronomie gamma nucléaire pourrait apporter une contribution appréciable.

### 2.1 Le potentiel de l'astronomie gamma nucléaire

A tous les stades de sa vie et de sa mort, une étoile massive est le siège de réactions nucléaires qui enrichissent sa composition chimique en éléments nouveaux dont certains sont radioactifs. Certains de ces noyaux instables possèdent une demi-vie suffisamment longue et sont produits en quantités suffisantes pour que leur signal de décroissance puisse être observé. L'étude de ce rayonnement gamma renseigne sur les conditions de production propres à chaque radio-isotope et permet donc de sonder, indirectement et longtemps après les faits, les mécanismes à l'oeuvre dans les intérieurs stellaires et les supernovae.

L'émission de décroissance des radio-isotopes n'est conditionnée que par la statistique et autorise donc une étude directe des processus de nucléosynthèse (nul besoin, sauf cas extrême, de s'interroger sur les conditions thermodynamiques du milieu qui baigne l'isotope). D'autre part, le rayonnement gamma des radio-isotopes libérés dans le milieu interstellaire ne souffre d'aucune extinction et peut donc, si son flux est suffisant, nous transmettre son information de n'importe quel point dans la Galaxie. Ce

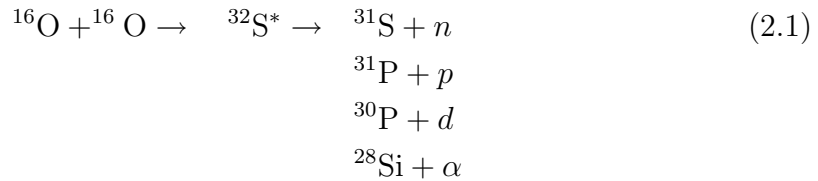


dernier argument a d'autant plus d'importance que nous nous trouvons actuellement en pleine pénurie de supernovae galactique ; leur taux moyen a été estimé à environ 2 par siècle (pour les supernovae de type core-collapse) et la dernière recensée remonte à 1680<sup>1</sup>. Il est probable qu'un certain nombre de ces supernovae manquantes nous aient été dissimulées par le gaz et la poussière interstellaires et l'astronomie gamma nucléaire pourrait donc servir à les révéler.

Dans le cadre de ce travail de thèse, j'ai étudié le signal de décroissance de trois radio-isotopes accessibles aujourd'hui à nos instruments (parmi une dizaine environ) : le  $^{44}\text{Ti}$ , l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{60}\text{Fe}$ . Je vais présenter dans les sections suivantes les origines de ces trois éléments, les mécanismes qui sont à la base de leur nucléosynthèse par les étoiles massives, ainsi que les contraintes qu'ils sont susceptibles d'apporter sur les processus régissant la vie et la mort des étoiles massives.

## 2.2 Le $^{44}\text{Ti}$ : sonder la dynamique de l'explosion

Le  $^{44}\text{Ti}$  est issu de la combustion explosive du Si qui survient lors de l'épisode de supernova. La combustion du Si est un prolongement de la combustion de l'O et il est utile de considérer cette dernière avant de s'intéresser au Si. Pour des températures modérées de  $T_9 = T/10^9 \text{ K} \simeq 2$ , la combustion de l'O se déroule selon les réactions suivantes :



Dans le cas d'une combustion explosive ( $T_9 \simeq 3-4$ ), la réaction de photodésintégration  ${}^{16}\text{O}(\gamma, \alpha){}^{12}\text{C}$  devient aussi importante que celle de fusion mais n'altère que peu la nucléosynthèse. Les particules légères  $p$ ,  $n$  et  $\alpha$  produites dans la combustion de l'O sont consommées dans la synthèse de noyaux de plus en plus lourds ; en particulier, après épuisement du  ${}^{24}\text{Mg}$  (issu de la combustion du C et du Ne), la réaction  ${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma){}^{28}\text{Si}$  cède le pas à la chaîne de réactions  ${}^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma){}^{32}\text{S}(\alpha, \gamma){}^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma){}^{40}\text{Ca}$ , ces derniers éléments étant les principaux produits de la combustion de l'O.

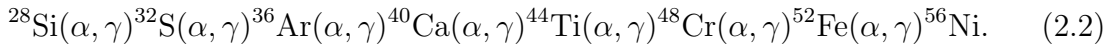
Une caractéristique importante de la combustion de l'O est l'émergence, en particulier en fin de combustion, de plusieurs groupes de quasi-équilibre (en anglais *quasi-equilibrium clusters*) ; il s'agit de groupes de noyaux couplés entre eux par des réactions électromagnétiques et nucléaires approximativement compensées par leurs inverses. C'est notamment le cas du groupe  ${}^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma){}^{32}\text{S}(\alpha, \gamma){}^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma){}^{40}\text{Ca}$  et du

---

<sup>1</sup>A noter la découverte récente par Chandra de G1.9+0.3, dont l'âge est estimé à environ un siècle [Reynolds et al., 2008].

groupe  $^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ . Les abondances des éléments appartenant à un groupe de quasi-équilibre sont ainsi reliées les unes aux autres. Pour des températures et des échelles de temps suffisantes, un nombre toujours plus important de noyaux se trouvent impliqués dans des groupes de quasi-équilibre et ces derniers se fondent en des groupes de plus en plus grands. Au commencement de la combustion du Si, tous les noyaux plus lourds que  $^{24}\text{Mg}$  sont pris dans un seul et même groupe de quasi-équilibre. Les derniers noyaux à entrer en équilibre sont ceux de la gamme  $40 \leq A \leq 50$ . En effet, les noyaux présentant une couche complète de protons ( $Z=20$ ) et/ou de neutrons ( $N=20$ ) sont extrêmement stables ; les éléments suivants, Sc et Ti, sont beaucoup moins liés en comparaison et donc plus facilement détruits par photodissociation, ce qui limite la progression vers le groupe du Fe. Cependant, les noyaux riches en neutrons  $A=2Z+2$  sont plus liés que les  $A=2Z$  dans ce domaine ; la progression vers les noyaux plus lourds se fait donc par ce chemin là, en particulier grâce à la réaction  $^{45}\text{Sc}(p,\gamma)^{46}\text{Ti}$ .

La combustion du Si ne se fait pas par la réaction  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$  car la photodésintégration du  $^{28}\text{Si}$  se produit bien avant que la température requise pour vaincre la barrière de Coulomb soit atteinte. Une partie du  $^{28}\text{Si}$  est donc réduite en particules légères  $p$ ,  $n$  et surtout  $\alpha$  par une succession de réactions de photodésintégration telles que  $^{28}\text{Si}(\gamma,\alpha)^{24}\text{Mg}(\gamma,\alpha)^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}(\gamma,\alpha)^{12}\text{C}(\gamma,2\alpha)\alpha$ . Ces particules légères sont absorbées par le reste du  $^{28}\text{Si}$  et par les noyaux plus lourds du groupe de quasi-équilibre jusqu'à la formation des éléments du groupe du Fe :



A un instant donné de la combustion, les abondances des noyaux du groupe de quasi-équilibre (au-dessus du  $^{24}\text{Mg}$ ) ne dépendent que de 4 paramètres<sup>2</sup> : densité  $\rho$ , température  $T$ , abondance  $Y(^{28}\text{Si})$  et excès de neutrons  $\eta$ . A l'épuisement du  $^{28}\text{Si}$ , l'essentiel de la composition est concentré dans les noyaux fortement liés du groupe du Fe.

Le taux de combustion du Si est imposé par le taux de photodésintégration de l'espèce la plus légère en équilibre avec le  $^{28}\text{Si}$ . Initialement, c'est la photodésintégration du  $^{24}\text{Mg}$  qui constitue la réaction critique<sup>3</sup>. Pour des températures croissantes, c'est la photodésintégration de  $^{16}\text{O}$  puis du  $^{12}\text{C}$  qui contrôle la combustion du Si. Si la température et la durée caractéristique de la combustion sont suffisantes pour conduire à l'épuisement du  $^{28}\text{Si}$ , un état d'équilibre statistique nucléaire (NSE) est atteint, pour lequel toutes les réactions électromagnétiques et nucléaires sont

---

<sup>2</sup>Les abondances des particules légères sont quant à elles reliées à l'ensemble par des groupes de quasi-équilibre comme  $^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}(n,\gamma)^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}(p,\gamma)^{32}\text{S}(\gamma,\alpha)^{28}\text{Si}$ .

<sup>3</sup>En réalité, la composition initiale est un mélange de  $^{28,29,30}\text{Si}$  par suite de réactions de capture électronique ; le taux de combustion du Si n'est donc pas uniquement contrôlé par la photodésintégration du  $^{24}\text{Mg}$  mais également par des réactions  $(n,\alpha)$  et  $(p,\alpha)$  sur  $^{25,26}\text{Mg}$ . Le produit dominant n'est alors plus  $^{56}\text{Ni}$  mais  $^{54}\text{Fe}$ .

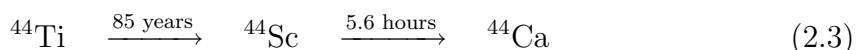
équilibrées par leurs inverses. En effet, la photodissociation continue du  $^{28}\text{Si}$  se traduit par une augmentation du nombre de particules  $\alpha$  ; lorsque leur abondance est suffisante, les réactions liant l' $^{16}\text{O}$ , le  $^{12}\text{C}$  et les particules  $\alpha$  s'équilibrent finalement. La dernière réaction à venir à l'équilibre est la réaction triple- $\alpha$  qui compense la photodésintégration du  $^{12}\text{C}$ . A ce stade, la composition chimique du milieu peut être spécifiée par 3 paramètres seulement : densité  $\rho$ , température  $T$  et excès de neutrons  $\eta$ . C'est dans ces conditions de NSE, aussi appelé *e*-process, que se forme le  $^{44}\text{Ti}$  [Woosley et al., 1973].

Pour des températures "modérées" ( $T_9 \leq 10$ ) d'une composition à l'équilibre statistique nucléaire, l'espèce dominante est le noyau le plus fortement lié présentant un excès de neutrons  $\eta$  : pour  $\eta \simeq 0$  il s'agit du  $^{56}\text{Ni}$  mais pour des excès de neutrons croissants l'espèce dominante est tour à tour le  $^{54}\text{Fe}$ , le  $^{56}\text{Fe}$ , le  $^{58}\text{Fe}$  et le  $^{62}\text{Ni}$  (le noyau le plus fortement lié).

L'augmentation de la température d'une composition au NSE entraîne une hausse du nombre de particules légères, tandis qu'un accroissement de la densité du milieu favorise la condensation des particules légères dans des noyaux. Ces tendances résultent d'une compétition entre le volume disponible dans l'espace des phases, la fonction de partition des noyaux (qui régit le peuplement de leurs états excités) et l'énergie de liaison des noyaux.

Dans le cas d'une combustion explosive, le milieu est en expansion adiabatique et voit sa température diminuer ; le NSE se déplace donc vers la condensation des particules légères dans les noyaux lourds jusqu'à ce qu'un ou plusieurs des maillons de la chaîne se retrouvent hors équilibre (ce sont généralement les réactions impliquant les particules  $\alpha$ , eu égard à leur barrière de Coulomb). Selon les conditions de température et densité, les produits du *e*-process à l'issue de l'expansion diffèrent. Pour une densité initiale élevée, l'abondance en particules légères est relativement faible ; sous l'effet de l'expansion, les particules  $\alpha$  sont incorporées dans des noyaux mais les réactions de photodissociation ne fournissent pas suffisamment d' $\alpha$  pour permettre un ajustement du NSE en le temps imparti. L'équilibre est alors rompu par manque de particules  $\alpha$ , avec comme conséquence que les noyaux les plus légers comme  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,... etc ne sont pas consolidés en éléments du pic du Fe, contrairement à ce qu'aurait exigé le NSE aux températures impliquées. La composition finale est donc caractérisée par une forte abondance des éléments les plus légers en deçà du pic du Fe. Si la densité initiale est faible et/ou la température particulièrement élevée, le milieu contient un grand nombre de particules légères. Durant l'expansion, l'incorporation de ces particules, en particulier les  $\alpha$ , dans les noyaux ne se fait pas à un rythme suffisant, principalement à cause de la très critique réaction triple- $\alpha$ . Il en résulte un excès de particules  $\alpha$  par rapport aux exigences du NSE et par voie de conséquence une surabondance des éléments lourds par rapport aux éléments légers. Cette dernière situation porte le nom d'*alpha-rich freeze-out*, et est à l'origine de la synthèse en quantités notoires du  $^{44}\text{Ti}$ .

Le rendement d'une supernova en  $^{44}\text{Ti}$  dépend ainsi fortement de l'évolution en température et densité de ses couches les plus profondes et c'est précisément ce qui rend le  $^{44}\text{Ti}$  si intéressant pour l'étude de l'explosion des étoiles massives. Par son rendement et sa cinématique, le  $^{44}\text{Ti}$  témoigne de la manière dont l'énergie de l'explosion a été communiquée à l'enveloppe stellaire. La quantité typique de  $^{44}\text{Ti}$  produite lors d'une explosion de supernova est de  $10^{-5}$ - $10^{-4} M_{\odot}$  et nous est révélée par la chaîne de décroissance :



La durée de vie moyenne du  $^{44}\text{Ti}$  est de 85 ans et celle du  $^{44}\text{Sc}$  de 5.6 h [Ahmad et al., 2006]. La désexcitation du noyau fils  $^{44}\text{Sc}$  engendre une émission gamma à 78.4 puis 67.9 keV, tandis que celle du  $^{44}\text{Ca}$  s'accompagne d'un rayonnement à 1157.0 keV. Dans les deux cas, les rapports de branchement sont proches de 1, ce qui fait que le même flux est attendu dans les trois raies.

## 2.3 L' $^{26}\text{Al}$ : tracer l'activité nucléosynthétique

L'origine de l' $^{26}\text{Al}$  produit par les étoiles massives est multiple ; plusieurs phases de combustion hydrostatique comme explosive participent en effet à sa nucléosynthèse. Dans cette section, nous allons passer en revue ces différentes contributions en nous appuyant sur les travaux récents de Limongi and Chieffi [2006].

La synthèse de l' $^{26}\text{Al}$  s'effectue uniquement via la réaction  $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ , et sa destruction se fait principalement par décroissance  $\beta^+$  en  $^{26}\text{Mg}$  (avec une demi-vie dépendant très fortement de la température), capture neutronique (n,p) et (n, $\alpha$ ) et photodésintégration dès que  $\log(T) \geq 9.3$ . Au cours de l'évolution stellaire, trois environnements distincts sont donc propices à une synthèse d' $^{26}\text{Al}$  en quantité notable : la combustion centrale d'H, la combustion en couche du C/Ne et la combustion explosive du Ne.

La conversion du  $^{25}\text{Mg}$  en  $^{26}\text{Al}$  dans le coeur convectif d'H s'effectue, pour les étoiles massives de métallicité initiale non-nulle, dès l'arrivée sur la séquence principale. La production d' $^{26}\text{Al}$  dure aussi longtemps que la combustion centrale d'H, mais la concentration maximale d' $^{26}\text{Al}$  dans le coeur est atteinte très tôt, environ 1 Myr après commencement de la combustion ; au delà, elle décline par suite de la décroissance  $\beta^+$ . La quantité totale d' $^{26}\text{Al}$  produite durant cette phase dépend de la taille du coeur convectif d'H, et donc de la masse initiale de l'étoile ainsi que de la rotation comme nous le verrons plus tard<sup>4</sup>. Une certaine fraction de ce rendement peut être éjectée par suite d'une perte de masse modeste associée à une circulation

---

<sup>4</sup>A noter également que la taille du coeur convectif d'H détermine la taille du coeur d'He et la trajectoire empruntée dans le diagramme HR, dont dépend fortement l'évolution ultérieure de l'étoile et par là même sa nucléosynthèse.

### 2.3. L'<sup>26</sup>Al : tracer l'activité nucléosynthétique

---

mérienne et/ou à des épisodes de *dredge-up* permettant de remonter les produits de combustion à la surface ; pour les étoiles les plus massives (au dessus de 30-40 M<sub>⊙</sub>), la perte de masse est si forte qu'elle ronge l'étoile jusqu'à la zone d'abondance variable en H (créée par la récession du coeur convectif d'H) et même au delà jusqu'au coeur d'He. La fraction d'<sup>26</sup>Al qui n'est pas éjectée dans les vents stellaires demeure à l'intérieur de l'étoile et sera éjectée au moment de l'explosion finale, après avoir considérablement fondu suite à la décroissance ininterrompue de l'isotope et à sa destruction dans le coeur d'He. L'<sup>26</sup>Al produit durant cette phase est semi-secondaire car le <sup>25</sup>Mg provient de la métallicité initiale, ce qui introduit une dépendance directe du rendement de la séquence principale à la métallicité initiale.

Dans les phases avancées de l'évolution de l'étoile, l'<sup>26</sup>Al est produit par la combustion en couche du C et du Ne. La réaction de production est toujours <sup>25</sup>Mg(p,γ)<sup>26</sup>Al mais l'origine des combustibles diffère : le <sup>25</sup>Mg provient de l'abondance initiale en CNO via la transformation <sup>14</sup>N(α,γ)<sup>18</sup>F(e<sup>-</sup>)<sup>18</sup>O(α,γ)<sup>22</sup>Ne(α,n)<sup>25</sup>Mg qui intervient durant la combustion centrale d'He ; les protons proviennent quant à eux des réactions <sup>12</sup>C(<sup>12</sup>C,p)<sup>23</sup>Na et/ou <sup>23</sup>Na(α,p)<sup>26</sup>Mg. L'<sup>26</sup>Al produit dans ces phases est là encore d'origine semi-secondaire. Les facteurs cruciaux pour la synthèse de l'<sup>26</sup>Al dans la combustion en couche du C/Ne sont la température, qui active la production de protons et leur capture sur le <sup>25</sup>Mg, ainsi que la convection, qui assure une alimentation continue en <sup>25</sup>Mg, <sup>12</sup>C et <sup>23</sup>Na et emporte l'<sup>26</sup>Al fraîchement synthétisé vers des températures plus basses où sa durée de vie augmente considérablement (la demi-vie de l'<sup>26</sup>Al à température ambiante est d'environ 700000 ans et descend à 0.19 an pour log(T)=8.4 et à 13 h pour log(T)=8.6). L'<sup>26</sup>Al ainsi produit n'est éjecté qu'au moment de la supernova mais est partiellement détruit par le passage de l'onde de choc.

L'essentiel de la production d'<sup>26</sup>Al est en réalité d'origine explosive et provient de la combustion de la couche convective de C lors de l'explosion de supernova. La réaction de synthèse est là encore <sup>25</sup>Mg(p,γ)<sup>26</sup>Al. Le <sup>25</sup>Mg est issu d'une capture neutronique sur le <sup>24</sup>Mg produit lors de la combustion du C/Ne ; les neutrons nécessaires sont produits par (α,n) sur <sup>25,26</sup>Mg, <sup>21</sup>Ne et <sup>29</sup>Si tandis qu'ils sont consommés par (n,γ) sur <sup>20</sup>Ne, <sup>24</sup>Mg et <sup>16</sup>O. Les protons sont quant à eux formés par réaction (α,p) sur les espèces <sup>20</sup>Ne, <sup>24</sup>Mg, <sup>27</sup>Al et <sup>23</sup>Na, en compétition avec le processus (p,γ) sur <sup>24,25,26</sup>Mg, <sup>20</sup>Ne, <sup>27</sup>Al et <sup>30</sup>Si. La réaction (p,n) sur <sup>28</sup>Al est également d'importance à la fois pour la concentration de protons et de neutrons. La dépendance de l'<sup>26</sup>Al à la métallicité initiale est dans ce cas là assez difficile à démêler : la quasi-totalité des espèces mentionnées ci-dessus peut être produite par combustion du C pour une composition initiale de Population III (métallicité initiale nulle), mais la production de certains éléments, en particulier ceux comportant un excès de neutrons, dépend sensiblement de la température et de la métallicité initiale [Audouze et al., 1986, Arnett, 1996]. Par ailleurs, les rendements explosifs sont fortement liés au profil masse-rayon au moment de l'explosion car c'est ce profil qui détermine les conditions de combustion explosive de chaque couche de matière. La distribution masse-rayon dépend

grandement des phases de combustion en couche du C, Ne et O car ces dernières ralentissent la contraction de l'étoile. Un facteur important dans les rendements explosifs en  $^{26}\text{Al}$  est donc indirectement la convection, qui contrôle l'intensité et l'étendue de ces épisodes de combustion en couche.

L' $^{26}\text{Al}$  produit par ces différents canaux et éjecté dans le milieu interstellaire par les vents stellaires ou les supernovae possède une durée de vie moyenne d'environ 1 million d'années, à l'issue de laquelle il décroît par capture électronique et  $\beta^+$  en  $^{26}\text{Mg}$  dont la désexcitation génère une émission à 1808.6 keV. Les rendements totaux des modèles stellaires actuels s'échelonnent de  $10^{-5}$  à presque  $10^{-3} M_{\odot}$  pour les étoiles les plus massives ; la grande durée de vie de l'isotope par rapport à l'intervalle typique entre deux supernovae galactiques (quelques dizaines d'années) lui permet de s'accumuler et de diffuser largement dans le milieu interstellaire, d'où l'on attend une émission gamma étendue. L' $^{26}\text{Al}$  trace donc directement l'activité nucléosynthétique récente à l'échelle de la Galaxie. Son origine double, vents stellaires et supernovae, permet de sonder indépendamment la séquence principale et les phases tardives et explosives. Dans cette tâche, l'étude d'un autre isotope, le  $^{60}\text{Fe}$ , s'avère extrêmement précieuse.

## 2.4 Le $^{60}\text{Fe}$ : révéler les supernovae

La synthèse du  $^{60}\text{Fe}$  s'effectue, comme pour l' $^{26}\text{Al}$ , à différentes époques de la vie d'une étoile massive ; toutefois, à la différence de l' $^{26}\text{Al}$ , la production de  $^{60}\text{Fe}$  est uniquement libérée par l'explosion finale. Comme dans la partie précédente, nous nous appuyons pour ce qui suit sur les travaux de Limongi and Chieffi [2006].

Le  $^{60}\text{Fe}$  est produit via la réaction  $^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$ . Le  $^{59}\text{Fe}$  est produit par captures neutroniques successives sur les différents isotopes du Fe présents dans la métallicité initiale. Le  $^{59}\text{Fe}$  est instable avec une durée de vie de 44 j à l'ambiante qui chute à 6 j pour  $T=10^9\text{ K}$  ; de fortes densités de neutrons sont donc nécessaires afin que la capture neutronique sur le  $^{59}\text{Fe}$  puisse dominer sa décroissance. En conséquence, le principal canal de destruction du  $^{60}\text{Fe}$  n'est pas sa décroissance  $\beta^-$  mais le processus  $(n,\gamma)$ . Par ailleurs, la synthèse du  $^{60}\text{Fe}$  est limitée à des températures inférieures à  $2.10^9\text{ K}$  car au delà la photodissociation  $(\gamma,n)$  et  $(\gamma,p)$  du  $^{59}\text{Fe}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  devient le processus dominant.

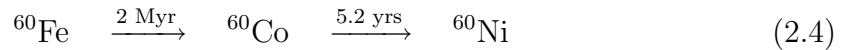
Chronologiquement, la première phase de synthèse apparaît lors de la combustion en couche de l'He ; toutefois, seules les étoiles de masse initiale supérieure à  $40 M_{\odot}$  développent des conditions de température suffisantes à une production substantielle de  $^{60}\text{Fe}$ . Dans ce contexte, les neutrons sont produits par la réaction  $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ , où le  $^{22}\text{Ne}$  provient de la transformation de l'abondance initiale en CNO. Le  $^{60}\text{Fe}$  ainsi produit est donc d'origine purement secondaire puisque tous les ingrédients intervenant dans sa synthèse sont issus de la métallicité initiale.

## 2.4. Le $^{60}\text{Fe}$ : révéler les supernovae

La situation de la combustion du C est analogue à celle de l'He en ce qui concerne la synthèse du  $^{60}\text{Fe}$ . En effet, la combustion centrale ne génère pas des densités de neutrons suffisantes, à cause cette fois-ci d'une trop faible concentration de particules  $\alpha$  (issues de  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ ) pour une production efficace de neutrons par  $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ ; en revanche, la combustion en couche du C, dont la température est plus élevée, s'accompagne d'une production significative de  $^{60}\text{Fe}$ . Un facteur crucial ici est, comme pour la production d' $^{26}\text{Al}$  dans la combustion en couche du C/Ne, l'efficacité de convection qui apporte du combustible frais et emporte le  $^{60}\text{Fe}$  à de plus basses températures et densités de neutrons. Là encore, le  $^{60}\text{Fe}$  est d'origine purement secondaire.

Enfin, l'explosion de supernova contribue aussi à la production de  $^{60}\text{Fe}$  par combustion explosive de la couche convective de C, comme pour la synthèse explosive de l' $^{26}\text{Al}$  mais dans une bien moindre proportion. Les processus impliqués dans la production de neutrons sont ceux évoqués dans la section précédente pour la synthèse explosive d' $^{26}\text{Al}$ . Par ailleurs, les rendements de cet épisode de nucléosynthèse dépendent, comme l' $^{26}\text{Al}$  d'origine explosive, de la relation masse-rayon de l'étoile au moment de l'effondrement.

L'éjection du  $^{60}\text{Fe}$  dans le milieu interstellaire n'intervient que lors de l'explosion de supernova car la perte de masse ne descend pas jusqu'à la couche convective d'He. La durée de vie moyenne du  $^{60}\text{Fe}$  est d'environ 2 millions d'années et sa décroissance s'effectue via la chaîne :



La désexcitation du noyau fils  $^{60}\text{Co}$  engendre une émission gamma à 58.6 keV<sup>5</sup>, tandis que celle du  $^{60}\text{Ni}$  s'accompagne d'un rayonnement à 1173.2 puis 1332.5 keV (les rapports de branchement de cette chaîne de décroissance sont tous supérieurs à 99 %). Les rendements typiques sont de l'ordre de  $10^{-6}$ - $10^{-5} M_{\odot}$  pour la plupart des modèles mais peuvent monter jusqu'à  $10^{-3} M_{\odot}$  pour les étoiles les plus massives. L'étude du  $^{60}\text{Fe}$  présente un intérêt en soi car elle permet d'éprouver notre compréhension de la nucléosynthèse des stades avancés d'une étoile massive; son potentiel est toutefois bien plus grand dans le cadre d'une étude conjointe avec l' $^{26}\text{Al}$ . En effet, le fait que les étoiles massives ne libèrent de  $^{60}\text{Fe}$  que par leurs explosions peut aider à contraindre la contribution relative des vents stellaires et des supernovae à la production d' $^{26}\text{Al}$ . Le processus à l'origine de l'injection d' $^{26}\text{Al}$  dans le milieu interstellaire, perte de masse et/ou explosion, est discuté depuis plusieurs décennies; cette thématique rejoint en fait les efforts continus visant à comprendre la structure et l'évolution des étoiles massives, de la séquence principale jusqu'à la supernova.

---

<sup>5</sup>Cette raie sera inaccessible à INTEGRAL/SPI car noyée dans un énorme complexe de raies de bruit de fond d'origine instrumentale.

# Bibliographie

- I. Ahmad, J. P. Greene, E. F. Moore, S. Ghelberg, A. Ofan, M. Paul, and W. Kutschera. Improved measurement of the Ti44 half-life from a 14-year long study. *Phys. Rev. C*, 74(6) :065803–+, December 2006. doi : 10.1103/Phys-RevC.74.065803.
- D. Arnett. *Supernovae and nucleosynthesis. an investigation of the history of matter, from the Big Bang to the present*. Princeton series in astrophysics, Princeton, NJ : Princeton University Press, —c1996, 1996.
- J. Audouze, C. Chiosi, and S. E. Woosley, editors. *Nucleosynthesis and chemical evolution*, 1986.
- M. Limongi and A. Chieffi. The Nucleosynthesis of  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in Solar Metallicity Stars Extending in Mass from 11 to 120 Msun : The Hydrostatic and Explosive Contributions. *ApJ*, 647 :483–500, August 2006. doi : 10.1086/505164.
- S. P. Reynolds, K. J. Borkowski, D. A. Green, U. Hwang, I. Harrus, and R. Petre. The Youngest Galactic Supernova Remnant : G1.9+0.3. *ArXiv e-prints*, 803, March 2008.
- S. E. Woosley, W. D. Arnett, and D. D. Clayton. The Explosive Burning of Oxygen and Silicon. *ApJS*, 26 :231–+, November 1973.





# Chapitre 3

## Traitement des données INTEGRAL/SPI

Ce travail de thèse repose essentiellement sur des observations réalisées par le spectromètre gamma SPI embarqué sur le satellite INTEGRAL. L'instrument est en lui-même assez complexe et le traitement des données recueillies constitue un processus particulièrement long et exigeant qu'il est important de comprendre pour appréhender correctement les résultats produits, leur significativité et leurs limites. Je vais donc détailler dans ce chapitre les méthodes employées pour extraire les signaux de raies gamma qui nous intéressent et je tâcherai de mettre l'accent sur les limitations et les incertitudes afférentes au type d'analyse employé.

### 3.1 Présentation de l'instrument

#### 3.1.1 La caméra de SPI

Avant d'aborder le traitement des données, il convient de présenter les données elles-mêmes. Je ne vais pas ici me livrer à une description complète du spectromètre SPI, je me limiterai à ce qui est utile pour la compréhension de ce qui suit. Pour des informations plus détaillées sur l'instrument, je renvoie le lecteur aux articles de Vedrenne et al. [2003] et Roques et al. [2003] et aux travaux de thèse de Lonjou [2005] et Paul [2002].

Commençons par le principe de détection des photons gamma. Le plan de détection de SPI se compose de 19 détecteurs à semi-conducteur de type  $n$ , en Germanium ultra-pur. Chaque détecteur est une jonction polarisée sous une tension inverse de l'ordre de 4000 V afin d'étendre la zone de déplétion (la zone active du détecteur) à l'ensemble du volume. Au repos, le détecteur n'est parcouru par aucun courant (ou

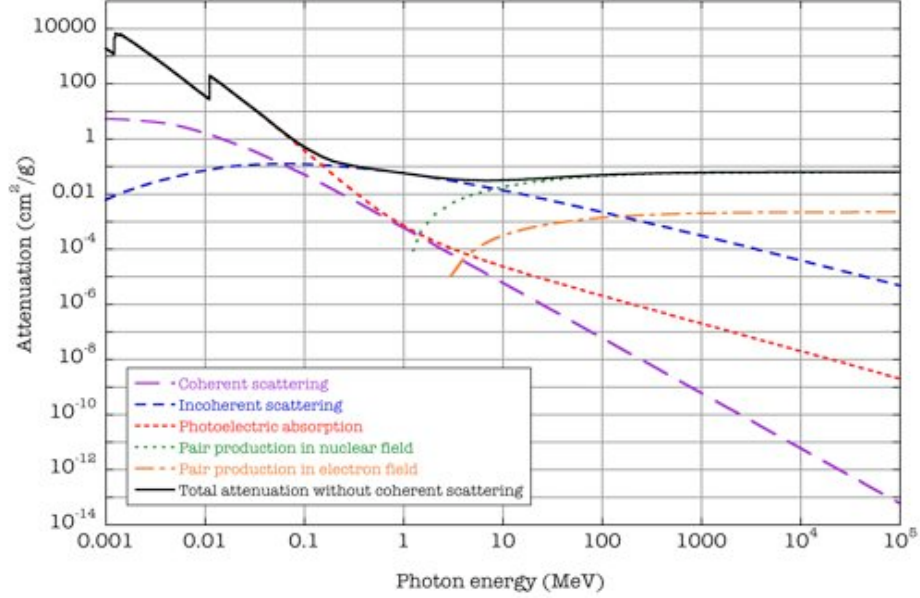


FIG. 3.1 – Sections efficaces des différents processus d'interaction rayonnement-matière en fonction de l'énergie des photons incidents pour le Germanium.

par un très faible courant de fuite). Lorsqu'un photon gamma pénètre dans la masse du détecteur, il va interagir avec la matière selon trois mécanismes possibles : effet photoélectrique, effet Compton et création de paires. La section efficace de chaque mode d'interaction dépend de l'énergie du photon incident, comme le montre la Fig. 3.1, et on constate qu'aux énergies de l'ordre du MeV (celles qui nous intéresseront par la suite) le processus dominant est l'effet Compton. Quelque soit le processus emprunté, l'interaction du photon gamma avec la matière se traduit par la création de porteurs de charges : électrons chargés négativement arrachés à la bande de valence du Germanium (ou produits par création de paire) mais aussi trous chargés positivement laissés dans la bande de valence. A titre d'exemple : l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le Ge est d'environ 3 eV, ce qui signifie qu'un photon gamma incident de 1 MeV, s'il est intégralement absorbé, va entraîner la libération d'environ  $3 \cdot 10^5$  porteurs de charge de chaque type. Sous la haute tension qui règne dans le corps du détecteur, les électrons et les trous vont être rapidement collectés par l'anode et la cathode respectivement, donnant ainsi lieu à une impulsion électronique dans le circuit du détecteur. Après amplification et mise en forme gaussienne de cette impulsion par l'électronique analogique de bord, le signal obtenu est associé par son amplitude à une valeur codée sur 14 bits définie sur une des deux

gammes d'énergie de l'instrument : la gamme basse de 0 à 2 MeV, et la gamme haute de 2 à 8 MeV. Chaque gamme est donc divisée en 16384 canaux instrumentaux d'une largeur d'environ 0.12 keV pour la gamme basse et 0.37 keV pour la gamme haute.

L'utilisation du Germanium est motivée par l'excellente résolution spectrale qu'il permet. La résolution spectrale est en fait liée au nombre de porteurs de charge libérés à chaque interaction (et au bruit de l'électronique comme nous le verrons plus loin). D'après ce qui précède, il est évident que le principe de la spectrométrie réalisée par SPI est que plus le photon incident est énergétique, plus le nombre de porteurs de charge libérés est grand. Supposons qu'un photon d'énergie  $E_\gamma$  libère  $N$  porteurs de charge en moyenne. Sous l'hypothèse que la chaîne de mesure est linéaire, ce qui n'est pas loin d'être le cas, nous avons donc  $E_\gamma = K.N$ , où  $K$  est un facteur de proportionnalité. La variance typique du nombre de porteurs libérés est de  $N$  dans le cadre de ce processus poissonien. Pour un grand nombre d'interactions de photons d'énergie  $E_\gamma$ , la distribution du nombre de porteurs libérés est proche d'une distribution gaussienne (car  $N$  est largement supérieur à 20). La largeur typique de cette distribution gaussienne est prise comme étant sa largeur à mi-hauteur et vaut  $2\sigma\sqrt{2\ln 2} \simeq 2.35\sigma$ , où  $\sigma$  est l'écart-type de la gaussienne, soit ici  $\sqrt{N}$ . En énergie, cette largeur vaut donc  $2.35K\sqrt{N}$ . La résolution spectrale est ainsi :

$$R = \frac{KN}{2.35K\sqrt{N}} = \frac{\sqrt{N}}{2.35} \quad (3.1)$$

La résolution spectrale ne dépend a priori que du nombre de porteurs de charge libérés, et est d'autant meilleure que ce nombre est grand<sup>1</sup> ; le faible gap du Ge, qui est d'environ 0.7 eV, promet ainsi d'excellentes performances spectrométriques. Toutefois, l'effet ci-dessus est dominé, en particulier à basse énergie, par les fluctuations du bruit électronique lié aux courants de fuite ; la résolution spectrale obtenue est alors une fonction linéaire de l'énergie (voir Paul [2002]).

Nous verrons dans la section suivante que la caméra de SPI est exposée à un fort flux de particules de haute énergie, essentiellement des neutrons secondaires. L'impact de ces neutrons sur les détecteurs génère des défauts dans le cristal de Germanium, d'étendue plus ou moins grande selon l'énergie déposée. Ces anomalies modifient localement la structure des niveaux d'énergie du semi-conducteur et constituent des sites de piégeage des porteurs de charges. La conséquence de cette dégradation progressive des cristaux de Germanium est que le nombre de porteurs de charge collectés diminue pour une interaction donnée et la réponse impulsionnelle des détecteurs s'en trouve déformée : gaussienne dans le cas idéal ou peu dégradé, elle s'affaisse vers les basses énergies avec la dégradation (voir Fig. 3.2). Ce sont les trous qui sont le plus susceptibles d'être piégés. Dans un détecteur de type  $n$ , comme c'est le cas pour SPI, les

---

<sup>1</sup>En toute rigueur, il faut intégrer à l'équation 3.1 le facteur de Fano, qui traduit le fait que la libération des porteurs de charges n'est pas un processus strictement poissonien.

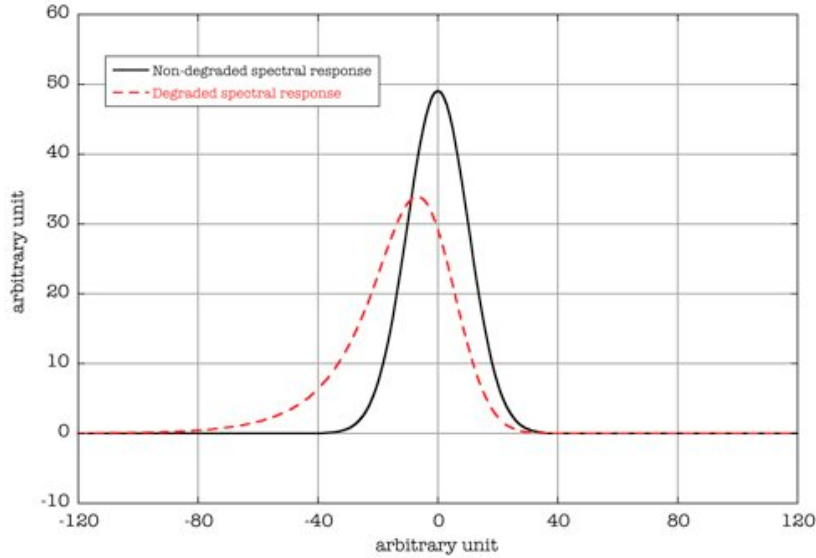


FIG. 3.2 – Effet de la dégradation des cristaux de Germanium sur la réponse spectrale.

trous migrent vers l'extérieur du détecteur tandis que les électrons sont collectés par l'anode centrale. Comme les photons déposent l'essentiel de leur énergie à la surface du détecteur, les trous doivent parcourir une distance plus faible que les électrons au moment de la collection des charges. De cette manière, les risques de piégeage sont réduits. Plus le photon incident est énergétique, plus l'interaction sera profonde et plus la distance à parcourir pour les trous sera grande. L'effet de la dégradation est donc d'autant plus marqué que l'énergie du photon incident est élevée.

D'autre part, nous avons vu qu'à basse énergie c'est le bruit électronique qui domine la résolution spectrale ; le nombre exact de charges collectées joue donc un rôle mineur et le piégeage des trous a ainsi un impact réduit. Afin de limiter la dégradation, une procédure de recuit des détecteurs (annealing en anglais) a été prévue. Toutes les 60 révolutions environ (1 révolution = 3 jours), les détecteurs sont portés à une température de 100°C. L'agitation thermique permet de restructurer le cristal et ainsi de restaurer la résolution spectrale de l'instrument.

Chaque interaction d'une particule chargée ou d'un photon avec un détecteur est appelée événement. Il existe différents types d'événements, selon le type d'interaction qui a eu lieu : événements simples, événements multiples et événements saturants :

- Événements simples (SE) : l'interaction rayonnement-matière reste confinée à un seul détecteur, auquel cas la particule incidente dépose tout ou partie de son énergie dans ce seul détecteur. C'est notamment le cas lorsque l'interaction se

fait par effet photoélectrique, pour les énergies incidentes inférieures à environ 200 keV.

- Événements multiples (ME) : l’interaction rayonnement-matière se propage sur plusieurs détecteurs adjacents, par diffusion Compton ou création de paires par exemple. Dans ce cas, une même particule incidente entraîne une libération de porteurs de charges dans plusieurs détecteurs voisins. Un événement est étiqueté ME si plusieurs détecteurs ont été sollicités à l’intérieur d’une même fenêtre temporelle de coïncidence. Le groupe de détecteurs impliqués est alors considéré comme un seul pseudo-détecteur.
- Événements saturants (GEDSAT) : Si l’énergie déposée dans un seul détecteur est supérieure à 8 MeV, l’impulsion correspondante se trouve en dehors de la gamme d’entrée du convertisseur analogique-numérique et l’événement est dit saturant.

Bien entendu, la fraction d’événements multiples augmente avec l’énergie des particules incidentes. Dans le cadre de ce travail, nous avons considéré les événements simples (SE) et doubles (ME2), c’est à dire les événements impliquant un ou deux détecteurs respectivement (la probabilité que l’interaction des  $\gamma$  avec la caméra implique 3 détecteurs ou plus étant faible, la prise en compte des autres types d’événements n’ajoute rien à la sensibilité de l’instrument). Les événements saturants ont quant à eux été utilisés pour la modélisation du bruit de fond.

Si chaque événement correspond à la détection d’un photon ou d’une particule, tous ne permettent pas de déterminer leur énergie incidente. En effet, il est fréquent que le photon ne dépose qu’une partie de son énergie dans le détecteur ou pseudo-détecteur. Pour les photons de basses énergies interagissant par effet photoélectrique, le problème ne se pose pas. En revanche, un photon subissant une diffusion Compton peut fort bien s’échapper du détecteur après une ou plusieurs collisions et ne laisser derrière lui qu’une partie de son énergie initiale. De même, dans le cas d’une création de paire par un photon incident, l’annihilation du positron créé avec un électron du milieu engendre 2 photons à 511 keV qui peuvent s’échapper ou ne déposer que partiellement leur énergie.

La réponse en énergie d’un détecteur donné est illustrée par la Fig. 3.3. Le continuum Compton traduit le fait que, en une seule collision, le photon incident peut perdre une quantité d’énergie qui peut varier de zéro pour une collision rasante, à une valeur maximale notée ”front Compton” pour le cas d’une collision frontale. Les pics d’échappement simple et double correspondent au scénario évoqué plus haut dans lequel un ou les deux photons à 511 keV issus de l’annihilation du positron d’une paire créée s’échappent du détecteur. Le pic de pleine énergie (*photopeak* en anglais) est bien entendu le cas qui nous intéresse le plus puisqu’il permet de déterminer l’énergie incidente des photons. Au contraire, toutes les autres structures créées par les dépositions partielles d’énergie constituent un bruit pour la détection des photons

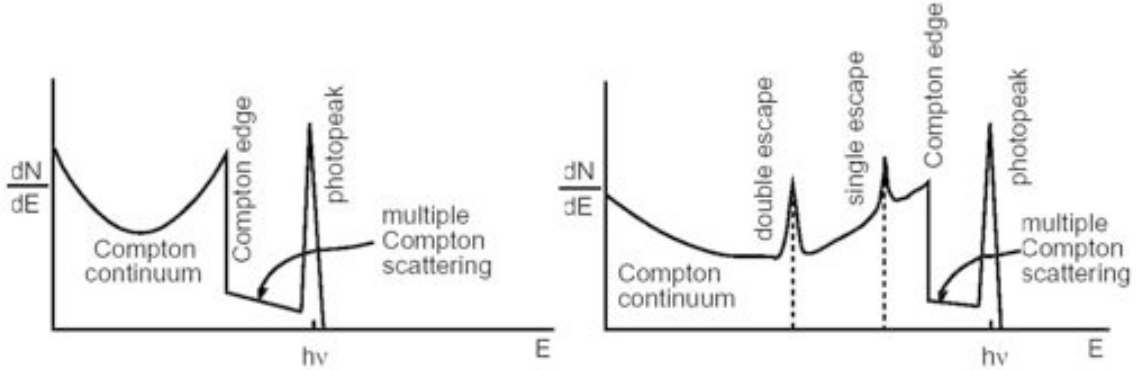


FIG. 3.3 – Réponse spectrale d'un détecteur gamma. A gauche pour les photons incidents d'énergie inférieure à 1022 keV. A droite pour les photons incidents d'énergie supérieure à 1022 keV.

de plus basse énergie. Cependant, cette description vaut pour un détecteur isolé ; dans le cas de SPI, la majorité des événements impliquant l'échappement d'un photon sont rejetés par le blindage actif (Anti-Coincidence Shield).

Il faut noter, au sujet de la caméra de SPI, que les détecteurs 2 et 17 ont brutalement cessé de fonctionner après les révolutions 142 et 210 respectivement. Cette perte de deux détecteurs a pour conséquence directe une diminution de la surface efficace, mais entraîne également une augmentation du bruit de fond dans les détecteurs adjacents : en effet, les interactions multiples impliquant un détecteur mort ne peuvent être reconstruites et sont enregistrées par les détecteurs adjacents comme des événements simples dont l'énergie, comme nous l'avons vu, peut prendre un continuum de valeurs pour chaque énergie incidente.

### 3.1.2 Le masque codé

Le rayonnement gamma est tellement énergétique qu'il ne se laisse pas aisément dévier. Au lieu de cela, il pénètre profondément dans les matériaux et se voit sérieusement altéré sinon totalement anéanti par les trois interactions évoquées précédemment. La focalisation du rayonnement gamma telle qu'elle est pratiquée pour le visible ou l'infra-rouge est donc impossible. La longueur d'onde du rayonnement gamma est bien trop petite pour que ses propriétés ondulatoires puissent aisément être exploitées (mais les temps changent, voir plus loin...). L'imagerie gamma "traditionnelle" s'est donc jusqu'ici appuyée sur les deux autres aspects de la lumière : l'aspect géométrique et corpusculaire.

La première famille d'instruments, historiquement, se compose de télescopes dits

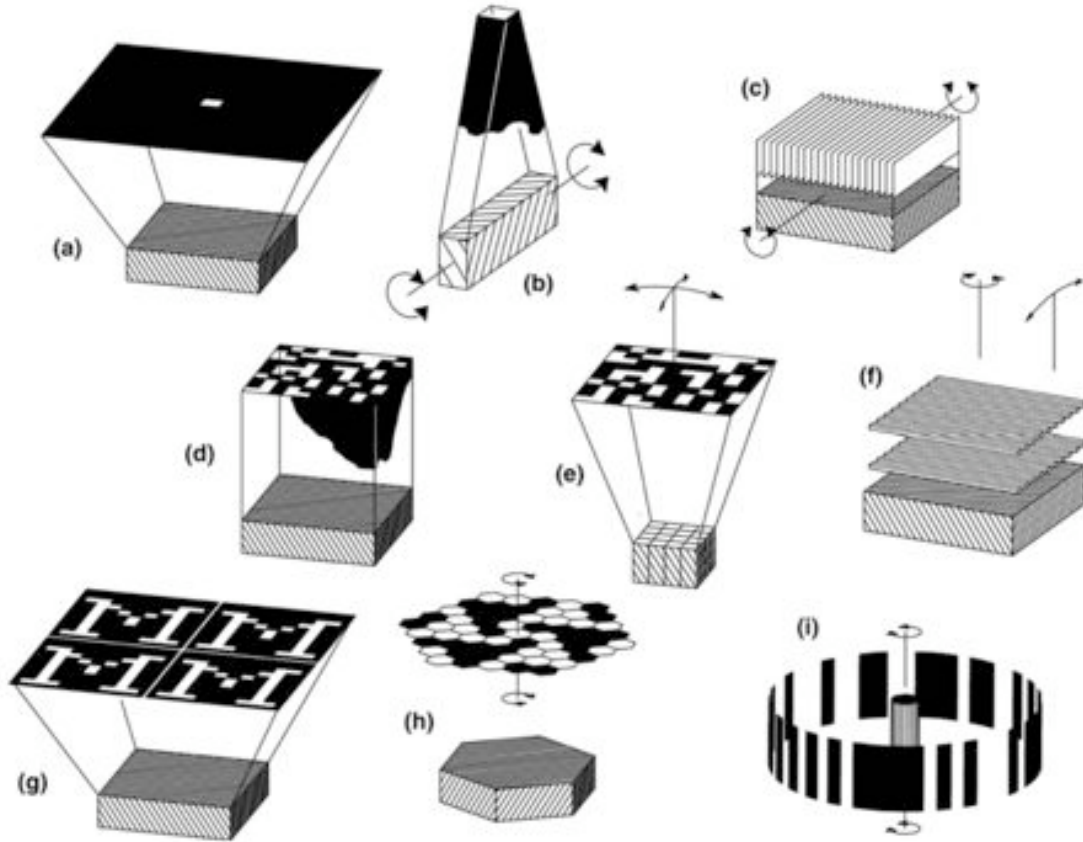


FIG. 3.4 – Différentes configurations de systèmes d'imagerie gamma à modulation d'ouverture (d'après Skinner [2004]).

à modulation d'ouverture, tels ceux représentés en Fig. 3.4. Le principe est le suivant simple : le plan de détection est placé au fond d'une enceinte collimatrice et l'émission d'origine céleste est modulée soit par un motif fixe ou mobile en entrée du télescope, soit par alternance de la direction d'observation. De cette manière, le flux enregistré par le ou les détecteur(s) varie dans le plan de détection et/ou dans le temps, et la distribution d'intensité sur le ciel peut être reconstruite à partir de ces variations corrélées à l'attitude du satellite et au motif en entrée du télescope.

Un deuxième type d'instrument est le télescope Compton, dont le principe est schématisé en Fig. 3.5. Comme son nom l'indique, ce télescope est basé sur l'effet Compton. Il comporte en entrée un premier plan de détection D1 constitué d'un matériau léger, suivi en dessous, à une certaine distance, d'un autre plan de détection D2 plus efficace. Idéalement, lorsqu'un photon pénètre dans le télescope, il subit une diffusion Compton en un certain point  $(x_1, y_1)$  de D1 et est ensuite absorbé à la po-



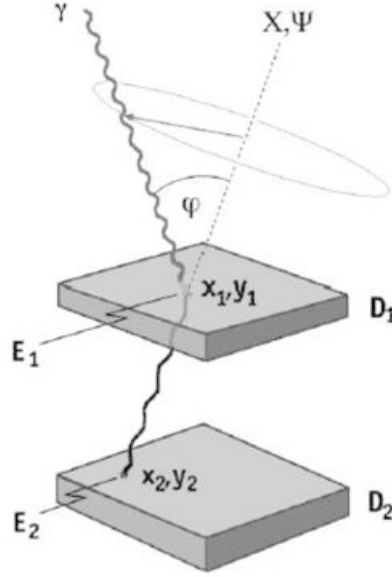


FIG. 3.5 – Principe de fonctionnement d'un télescope Compton.

sition  $(x_2, y_2)$  de  $D_2$ . La connaissance des positions d'interaction  $(x_1, y_1)$  et  $(x_2, y_2)$  et des énergies déposées dans chaque plan permet, grâce aux lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, de restreindre la direction d'incidence à un cône de demi-ouverture l'angle de déviation du photon. L'observation de plusieurs photons de la même source permet alors de lever cette ambiguïté sur l'angle azimutal. Ce dispositif a été mis en oeuvre avec succès sur l'instrument COMPTEL de la mission américaine CGRO [Schoenfelder et al., 1993].

La décennie à venir pourrait bien voir l'avènement d'un nouveau genre de télescope gamma : la lentille gamma. Le système repose sur la diffraction de Bragg des rayons gamma par des cristaux de cuivre, d'or, d'argent, de germanium ou de silicium, ce qui permet de focaliser le rayonnement incident. L'avantage considérable d'un tel dispositif est qu'il augmente le flux céleste reçu par le détecteur, d'où un meilleur rapport signal/bruit puisque le bruit de fond ne dépend, pour une configuration donnée, que du volume du détecteur (nous reviendrons sur ce point crucial du bruit de fond par la suite). Les faibles déviations infligées au rayonnement incident impliquent de très longues distances focales et un tel projet nécessite donc un bras télescopique ou un vol en formation où la lentille et le plan de détection occupent deux satellites distincts. Le principe de la lentille gamma a été démontré grâce au vol ballon du prototype CLAIRE, et le projet est actuellement porté sous le nom de GRI (Gamma-Ray Imager) et de DUAL.

Le spectromètre SPI appartient à la première classe d'instruments : les télescopes

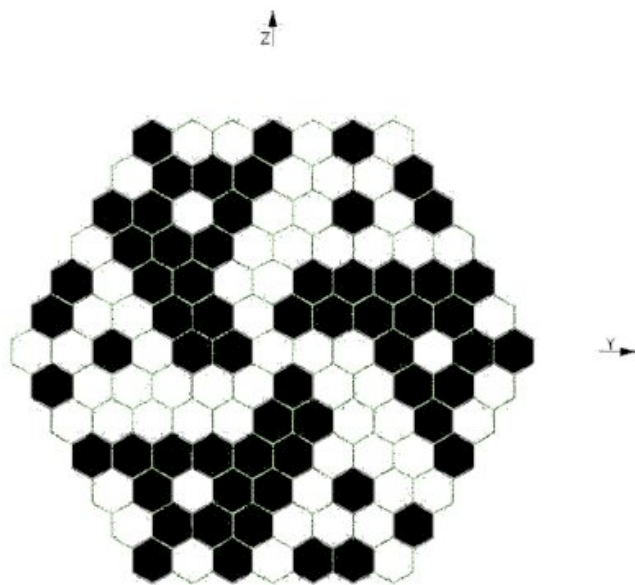


FIG. 3.6 – Motif du masque codé de SPI (éléments opaques en noir).

à modulation d'ouverture. Il comporte en entrée un masque codé, c'est à dire une mosaïque d'éléments transparents (des trous, en négligeant le support mécanique du masque) et opaques (des pavés de Tungstène de 3 cm d'épaisseur) dont le motif exact est représenté en Fig. 3.6. L'imagerie par masque codé repose sur le principe de la *camera obscura* (*pinhole camera* en anglais) qui réalise l'image d'un objet donné grâce à un petit trou en entrée du système optique (voir Fig . 3.7). Ce dispositif offre une bonne résolution angulaire mais présente une ouverture trop faible pour être applicable en l'état à l'imagerie des faibles flux gamma. Pour pallier cette limitation, il suffit d'augmenter le nombre de trous en entrée de l'appareil ce qui forme alors un masque codé. La résolution angulaire d'un seul trou de petite taille est ainsi conservée et le rapport signal-sur-bruit est considérablement amélioré. En contrepartie, le plan de détection enregistre une superposition de plusieurs images décalées (autant que de trous en entrée) du même objet source. Dans le cas d'un plan de détection pixellisé, un même détecteur enregistre en une seule exposition des d'informations provenant de différentes directions dans le ciel. L'image est ainsi codée, ou multiplexée, dans le plan de détection et une méthode de reconstruction est alors nécessaire.

Formellement, le problème s'écrit :

$$\mathbf{P} = (\mathbf{O} \otimes \mathbf{M}) + \mathbf{B} \quad (3.2)$$

Où l'image  $\mathbf{P}$  enregistrée par le plan de détection résulte de la convolution circulaire de l'objet céleste  $\mathbf{O}$  par le motif du masque  $\mathbf{M}$ , augmentée du bruit instrumental non

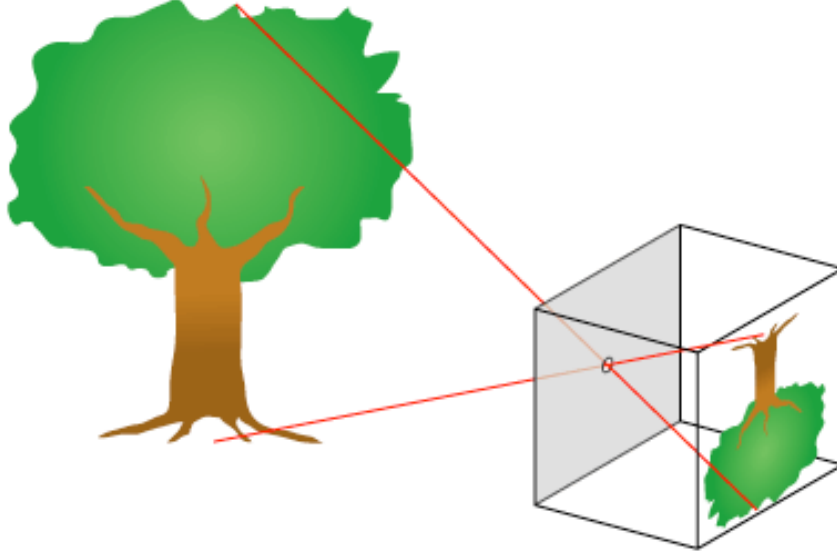


FIG. 3.7 – Principe de la *camera obscura*.

codé  $\mathbf{B}$  dans les détecteurs. Pour retrouver l'objet  $\mathbf{O}$  à partir de  $\mathbf{P}$ , il faut disposer d'une matrice de décodage  $\mathbf{G}$  telle que :

1. Le produit  $\mathbf{M} \otimes \mathbf{G}$ , qui n'est autre que la PSF de l'instrument, soit une fonction  $\delta$ . En d'autres termes la fonction de transfert  $\mathbf{M}$  est inversible et la matrice  $\mathbf{G}$  permet de reconstruire l'objet de manière exacte en l'absence de bruit.
2. La somme  $\sum g_{i,j}^2$  des éléments au carré de  $\mathbf{G}$  doit être minimale afin de minimiser la variance du bruit reconstruit  $\mathbf{B} \otimes \mathbf{G}$ .

Intuitivement, on se doute que le choix du motif d'entrée est un élément crucial de la reconstruction en ce qu'il va favoriser la construction de la matrice de décodage. En particulier, les motifs de type URA (Uniformly Redundant Array) permettent théoriquement l'obtention d'une PSF idéale [Fenimore and Cannon, 1978]. Dans le cas de SPI, le masque est un URA de type hexagonal, mais la matrice de transfert est extrêmement complexe et non-inversible ; la reconstruction de l'objet doit donc être réalisée de manière alternative.

Le plus gros défaut de SPI est sans nul doute son faible nombre de détecteurs. Le champ de vue total de l'instrument est d'environ  $25^\circ \times 25^\circ$  et sa résolution angulaire est d'environ  $2.5^\circ$ . Si l'on fait abstraction pour le moment du bruit de fond instrumental, un unique pointage nous fournit un jeu de 19 équations (une par détecteur) comportant 100 inconnues (les 100 pixels du ciel) ! Il est donc impossible de reconstruire un objet ou une région du ciel à partir d'un seul pointage. Il faut augmenter

le nombre d'équations à notre disposition en réalisant d'autres pointages.

L'observation d'une cible donnée avec SPI se fait suivant une stratégie d'observation (*dithering* en anglais) qui consiste à réaliser plusieurs pointages légèrement décalés les uns des autres autour de la cible, selon un schéma optimisant la reconstruction. Le problème ainsi obtenu est toutefois mal conditionné, ce qui signifie que l'information contenue dans les données n'est pas suffisante pour permettre une inversion stable par une méthode de type SVD (Décomposition en Valeurs Singulières). D'autre part, si l'on revient au cas réel où les détecteurs sont tous affectés par un fort bruit instrumental, le problème devient insoluble puisqu'il faut ajouter 19 inconnues (le niveau de bruit dans chaque détecteur) à chaque pointage.

L'inversion des observations SPI requiert donc en premier lieu l'introduction d'une information a priori sur le bruit de fond afin de réduire le nombre d'inconnues dans le système. Cet a priori peut porter par exemple sur la répartition spatiale du bruit dans le plan de détection ou sur sa variabilité temporelle (voir plus loin). Grâce à cette information sur le bruit de fond, il devient possible de mettre en évidence les événements d'origine céleste comptabilisés par les différents détecteurs. La reconstruction de la source est alors effectuée par un processus itératif d'ajustement qui associe à chaque pixel du ciel un flux de manière à ce que la convolution du profil céleste d'émission par le masque codé reproduise au mieux les excès enregistrés lors des différents pointages. Les outils de reconstruction d'image les plus classiques comme l'algorithme de Richardson-Lucy ou la méthode du Maximum d'entropie reposent tous plus ou moins sur ce principe. Une autre possibilité, qui sera largement exploitée dans le cadre de ce travail de thèse, est d'utiliser un a priori sur la distribution céleste d'intensité et d'ajuster ce modèle céleste aux données. Dans ce cas le profil de la source est figé et seul le niveau global de l'émission est ajusté. Nous reviendrons sur cette approche plus loin.

### 3.1.3 Le format des données

Les données de SPI sont fournies pré-traitées par l'INTEGRAL Science Data Center (ISDC). Il s'agit alors de "listes" des événements enregistrés à l'intérieur de chaque pointage<sup>2</sup> ; chaque interaction est principalement caractérisée par une date, un détecteur et le numéro d'un des  $2 \times 16384$  canaux instrumentaux. Les caractéristiques de chaque pointage (attitude du satellite, dates de début et fin,...) sont également fournies, ainsi que la durée du temps mort dans chaque détecteur et pour chaque pointage.

Les données sont alors mises sous forme d'histogrammes par canal instrumental, et le préalable à leur exploitation scientifique est la calibration en énergie, c'est à dire l'association d'une énergie à chaque canal. Par la suite, nous nous intéresserons à la

---

<sup>2</sup>En toute rigueur, les pointages sont découpés en Science Windows (SCWs).

seule gamme basse (0-2 MeV) car c'est dans cette plage que se situent la totalité des raies considérées dans cette thèse. La réponse de la chaîne de mesure pour la gamme basse a été étudiée au sol avant le lancement d'INTEGRAL. Une légère non-linéarité a été constatée et traduite sous la forme de l'équation suivante :

$$E(c) = \frac{a_0}{c} + a_1 + a_2c + a_3c^2 \quad (3.3)$$

où  $c$  est le numéro de canal. A chaque orbite et pour chaque détecteur, la position en numéro de canal de 6 raies de bruit de fond connues et identifiées est déterminée par ajustement de gaussiennes au spectre sommé sur l'orbite (rappel : 1 orbite = 3 jours). L'équation 3.3 est alors ajustée aux 6 points obtenus et permet d'attribuer une énergie à chaque canal sur l'ensemble de la gamme.

L'analyse d'un objet ou d'une région précise du ciel débute par la construction d'un groupe d'observations (OG), c'est à dire d'un ensemble de fichiers réunissant toutes les observations disponibles de l'objet ou de la région dans la gamme d'énergie qui nous intéresse et pour un certain type d'événements, simples ou doubles ici. Cet OG subit ensuite un filtrage afin d'exclure les pointages inexploitable comme :

- Les pointages pendant lesquels l'instrument n'a pas fonctionné de manière nominale, par exemple lors des phases de test ou d'annealing.
- Les pointages affectés par le passage dans les ceintures de radiation, en début ou fin de révolution.
- Les pointages réalisés au moment d'une forte activité ou éruption solaire.

Dans les deux derniers cas, le bruit de fond instrumental subit une véritable envolée et le signal céleste est complètement écrasé (voir section suivante).

A l'issue de cette préparation, les données sont prêtes à être analysées. Elles se présentent sous une forme tridimensionnelle, avec une dimension temporelle (les pointages de l'OG), spatiale (les différents détecteurs et/ou pseudo-détecteurs) et spectrale (les bins en énergie), chaque cellule de cet espace contenant un nombre d'événements enregistrés. Ces événements peuvent être d'origine instrumentale autant que céleste et nous allons à présent voir comment la séparation de ces deux composantes est effectuée.

## 3.2 Le bruit de fond instrumental

### 3.2.1 Origines physiques du bruit de fond

L'observatoire spatial INTEGRAL se trouve exposé à un bombardement incessant de particules ultra-énergétiques, essentiellement des protons, provenant soit du rayonnement cosmique soit du Soleil. La collision inélastique de ces particules dites primaires avec les atomes des matériaux constituant la structure du satellite produit des particules secondaires comme  $p, n, \pi^0, \pi^\pm, \gamma, \dots$ . Les protons et neutrons

secondaires peuvent alors interagir avec d'autres noyaux et provoquer leur excitation ou leur activation. La décroissance et/ou désexcitation qui s'ensuit s'accompagne de l'émission de particules  $\beta$  et/ou de photons  $\gamma$  susceptibles de déposer tout ou partie de leur énergie dans les détecteurs en Germanium [Jean et al., 2003]. En particulier, l'activation du Germanium par des neutrons secondaires donne lieu à l'émission de  $\beta$  à l'intérieur des détecteurs, et l'énergie que déposent ces particules forme un continuum qui constitue l'essentiel du bruit de fond entre 200 keV et 1 MeV. Les photons gamma de désexcitation nucléaire produisent des raies dans le spectre de bruit de fond s'ils sont intégralement absorbés, ou contribuent au continuum si le dépôt d'énergie n'est que partiel. Les particules secondaires ultra-énergétiques tels les pions neutres ou chargés peuvent initier des cascades électromagnétiques de  $e^-$ ,  $e^+$  et  $\gamma$  qui alimentent la composante continue du bruit de fond et les raies d'annihilation électron-positron à 511 et 1022 keV.

Les différentes sources de bruit de fond n'émettent pas selon les mêmes échelles de temps. Les cascades électromagnétiques des pions ou la désexcitation d'un noyau excité par collision se produisent quasi-immédiatement après impact d'une particule primaire, et constituent des événements dits prompts. Le qualificatif prompt étant dans notre cas relativement extensible puisque la durée typique d'intégration pendant un pointage est de l'ordre de la demi-heure. En revanche, l'activation de certains isotopes ou isomères de durée de vie grande devant la durée typique d'un pointage constitue une composante retardée de bruit de fond. Par exemple, l'activation à un instant  $t$  du  $^{60}\text{Co}$  par une particule secondaire ne se traduira par une contribution au bruit de fond qu'à une date moyenne  $t + 5 \text{ yrs}$  (demi-vie du  $^{60}\text{Co}$ ). Le bruit de fond à un instant donné dépend donc de l'historique de l'activation.

Afin de rendre la dynamique du bruit de fond encore plus complexe, le flux de particules primaires varie sur toutes les échelles de temps possibles. L'évolution de l'environnement spatial d'INTEGRAL est mesurée par l'IREM (INTEGRAL Radiation Environment Monitor) mais est également réfléchiée par le taux d'événements saturants dans les détecteurs, appelé GEDSAT, sur lequel nous nous appuyerons fréquemment par la suite. A long-terme, le flux de primaires augmente à cause de l'activité solaire déclinante, qui entraîne une modulation réduite du rayonnement cosmique par l'héliosphère. A chaque orbite, le satellite traverse les ceintures de radiations de la Terre, principalement la ceinture externe d'électrons mais également une partie de la ceinture de protons, et le flux de particules primaires augmente de plusieurs ordres de grandeur. En dehors des ceintures de radiations, le satellite passe 90% de son orbite dans un environnement relativement stable, dominé par le flux de rayons cosmiques. Les variations à court et moyen terme, hors passage dans les ceintures, sont tout de même de 5 à 10%, ce qui est largement suffisant pour noyer les faibles flux gamma nucléaires attendus dans les fluctuations temporelles du bruit de fond. Enfin, le satellite essuie de temps à autre des éruptions solaires d'intensité variables dont l'effet est double : elles augmentent le bruit de fond instrumental ins-

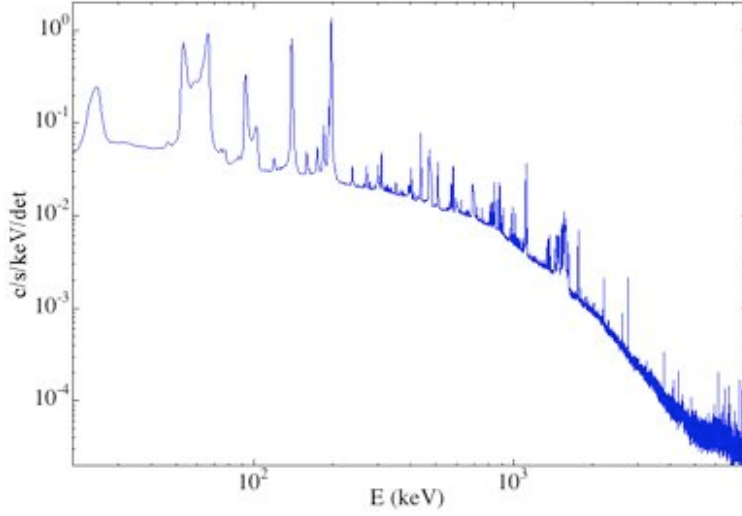


FIG. 3.8 – Spectre du bruit de fond instrumental de SPI.

tantanément mais également pendant plusieurs jours voire semaines après (à cause de l'activation massive d'isotopes à moyenne et longue durée de vie) ; dans le même temps, l'environnement spatial se trouve "nettoyé" par l'explosion et le flux de particules primaires diminue sensiblement.

Enfin, il faut noter une autre contribution au bruit de fond instrumental de SPI : la radioactivité "naturelle" due à la présence d'isotopes à longue durée de vie (de l'ordre de  $10^9$  ans) dans les matériaux constituant l'instrument et le satellite. La décroissance d'espèces comme le  $^{210}\text{Pb}$ , le  $^{214}\text{Bi}$  ou le  $^{228}\text{Ac}$  génèrent dans le spectre de bruit de fond des raies d'intensité constante qui peuvent être utilisées pour surveiller l'efficacité de détection [Lonjou, 2005].

#### 3.2.2 Modélisation du bruit de fond

Le spectre de bruit de fond de SPI se présente comme un continuum globalement décroissant hérissé de raies de désexcitation atomique et nucléaire (voir Fig. 3.8) et la quasi-totalité des raies gamma nucléaires d'intérêt astrophysique sont d'emblée présentes dans le bruit de fond. Un exemple chiffré va maintenant permettre de mieux se représenter le défi que constitue l'astronomie gamma nucléaire. Nous parlerons plus tard de la raie gamma à 1173 keV du  $^{60}\text{Fe}$ , qui est produit (entre autres) par les explosions de supernova. Cette raie existe dans le spectre de bruit de fond à un niveau correspondant à environ  $10^{-3}$  cts  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  (taux de comptage total divisé par la surface du plan de détection). L'intensité typique des signaux gamma nucléaires d'origine céleste est de l'ordre de  $10^{-5}$  ph  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , soit un flux attendu inférieur d'un facteur

au moins 100 au flux de bruit de fond (il faut tenir compte en plus de l'absorption du masque et de son support et de l'efficacité de détection).

Si le niveau de bruit était constant, la détection des raies gamma nucléaires ne serait qu'affaire de patience. De très longues expositions, de l'ordre du million de secondes (Ms), seraient nécessaires afin que le signal céleste accumulé s'élève au-dessus des fluctuations statistiques du bruit de fond à un niveau de confiance suffisant. Mais comme nous l'avons vu plus haut, l'évolution temporelle du flux de particules primaires auquel INTEGRAL est exposé est régie par divers cycles, tendances et phénomènes aléatoires. Le bruit de fond de SPI reflète cette variabilité et s'enrichit en outre d'une composante retardée générant des raies gamma et des particules  $\beta$  à des énergies et selon des échelles temporelles diverses. La mise en évidence de l'émission de raies gamma requiert donc non seulement une exposition massive mais aussi une prédiction extrêmement fine du bruit de fond instrumental, à une précision inférieure à 1%. Tout le problème réside dans ces exigences contradictoires d'observations longue durée et de modélisation fine d'un bruit de fond qui n'est stable qu'à très court terme.

Habituellement, le bruit de fond, dans un instrument à masque codé, est géré par l'intermédiaire de *detector patterns*. Les taux de comptage relatifs des événements de bruit de fond dans les différents détecteurs sont déterminés pour chaque énergie à partir d'observations de champs vides. En effet, la contribution relative des différentes sources de bruit de fond au flux enregistré par un détecteur donné dépend a priori de la position du détecteur dans la distribution spatiale de matière que constitue le satellite; tous les détecteurs n'enregistrent donc pas le même bruit de fond, que ce soit quantitativement comme qualitativement, et les *detector patterns* traduisent cette variabilité spatiale. Pour une observation donnée à une énergie donnée, le *detector pattern* est ajusté et les événements excédentaires par rapport à ce dernier, qui sont a priori d'origine céleste, peuvent être associés à une source soit par reconstruction d'image soit par ajustement d'un modèle céleste. Pour des sources de faible intensité, ce qui est notre cas, cette méthode requiert un ajustement fréquent des *detector patterns*, typiquement pour chaque pointage puisque la variabilité du bruit de fond entre pointages successifs est de l'ordre des flux que nous recherchons. Par ailleurs, les *detector patterns* subissent une dérive long-terme par rapport aux taux de comptage réellement enregistrés et doivent être réévalués de temps à autre (si cela est possible, c'est à dire si des observations de champs vides proches dans le temps sont disponibles). Avec un tel nombre de degrés de liberté sur le bruit instrumental, la sensibilité de l'instrument ne permet pas la détection des faibles signaux de raies gamma nucléaires. Il faut donc une méthode alternative, impliquant moins de paramètres d'ajustement pour augmenter la sensibilité. Pour ce faire, il faut anticiper les variations temporelles du bruit de fond.

La variabilité du bruit de fond est difficilement prévisible a priori et requiert plutôt une approche empirique, basée sur une mesure in-situ de l'activité spatiale autour



### 3.2. Le bruit de fond instrumental

---

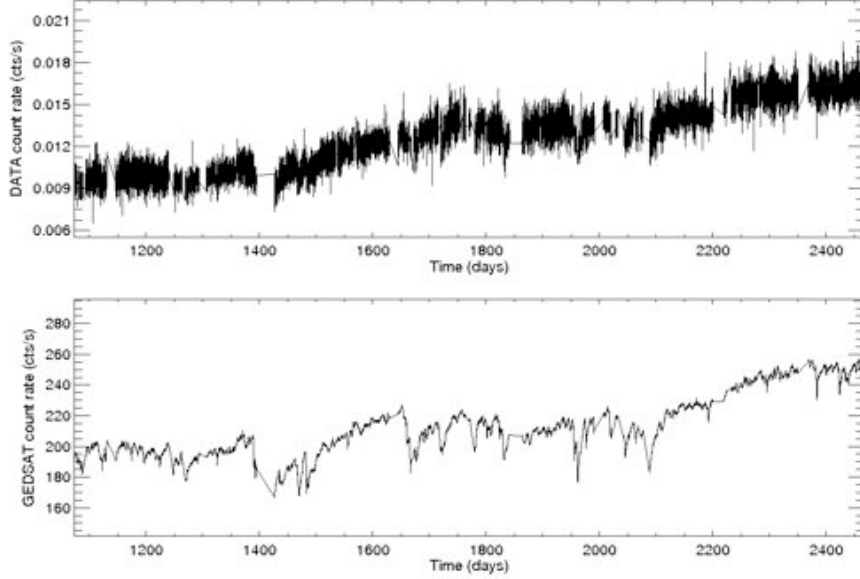


FIG. 3.9 – Evolution temporelle du taux de comptage dans la bande 1806-1812 keV (en haut) et du GEDSAT (en bas) ; une forte corrélation est apparente.

du satellite. Dans cette optique, toutes sortes de taux de comptage mesurés à bord d’INTEGRAL ont été confrontés au bruit de fond de SPI, et le taux d’événements saturants dans les détecteurs, ou GEDSAT, est apparu comme le meilleur traceur disponible, surtout pour les courtes échelles temporelles c’est à dire la composante ”prompte” du bruit de fond (voir Fig. 3.9). A moyen et long terme, en revanche, l’évolution réelle du bruit de fond affiche une certaine déviation par rapport à la tendance suivie par le GEDSAT, une déviation faible dans l’absolu, mais rédhibitoire pour nous étant donné la précision requise. Cette dérive n’est pas vraiment surprenante dans la mesure où le GEDSAT trace l’activité spatiale instantanée et donc la composante prompte du bruit de fond. L’évolution sur de plus longues échelles de temps inclut, entre autres, une contribution retardée dont le GEDSAT ne saurait rendre compte directement. Nous allons voir à présent quelle forme prennent les modèles de bruit de fond dans la pratique.

Le format d’un modèle de bruit de fond est identique à celui des données : il s’agit d’une structure tridimensionnelle qui donne pour chaque triplet pointage, détecteur ou pseudo-détecteur et bin en énergie le nombre de coups présumément dus au bruit de fond. Nous avons vu précédemment que pour extraire le maximum de signal, il nous faut restituer la variabilité temporelle du bruit de fond. Pour ce faire, nous utilisons des modèles de variabilité de diverses sortes, empiriques ou semi-empiriques, et

nous considérons que le bruit de fond est proportionnel à ces modèles appelés *templates*.

La forme la plus générale d'un modèle est la suivante :

$$BGM_{p,d,e} = TPL_{p,d} \times TIME_{p,d} \quad (3.4)$$

La variable  $BGM_{p,d,e}$  correspond au nombre de coups dans le modèle de bruit de fond pour chaque pointage  $p$ , détecteur  $d$  et bin en énergie  $e$ . Le bruit dans chaque détecteur suit la variabilité temporelle donnée pour chaque détecteur  $d$  par le *template*  $TPL_{p,d}$ . Ce dernier est un taux d'événements et doit donc être multiplié par le temps effectif d'exposition du détecteur  $TIME_{p,d}$ <sup>3</sup>. Le modèle le plus simple, en considérant tout ce qui précède, est de la forme :

$$BGM_{p,d,e} = GEDSAT_{p,d} \times TIME_{p,d} \quad (3.5)$$

Il s'agit d'un modèle où le bruit de fond est directement proportionnel au GEDSAT. La valeur typique du GEDSAT est de 200 événements saturants par seconde et par détecteur ; la variabilité temporelle telle qu'indiquée par le GEDSAT souffre donc peu des incertitudes statistiques.

Les  $BGM_{p,d,e}$  ainsi obtenus doivent être mis à l'échelle des données. Le niveau exact du bruit de fond instrumental à une énergie donnée est difficilement prévisible, sachant que nous recherchons une précision inférieure au % ; la mise à l'échelle des modèles de bruit de fond est donc réalisée par une procédure d'ajustement fin aux données que nous détaillerons par la suite. Par ailleurs, comme nous l'avons déjà souligné, le GEDSAT est un bon traceur à court-terme seulement ce qui fait que le modèle 3.5 n'est, en l'état, pas assez précis.

Un moyen de pallier la dérive long-terme du modèle 3.5 est de le compléter par des composantes censées rendre compte des diverses tendances moyen et long-terme possibles. Les plus utilisées sont les suivantes :

- $TPL_{p,d} = C_d$  où  $C_d$  est une constante propre à chaque détecteur. Cette composante constante est supposée représenter la radioactivité naturelle présente dans les matériaux constituant l'instrument, dont le flux peut être considéré constant en vertu de la longue durée de vie des isotopes concernés.
- $TPL_{p,d} = DATE_p - DATE_0$  où  $DATE_p$  est la date moyenne du pointage  $p$  et  $DATE_0$  la date de mise sur orbite de la mission. Cette composante de croissance linéaire reproduit de façon simple l'effet de l'activation constante d'isotopes de durée de vie moyenne, typiquement de l'ordre de plusieurs années. Les isotopes radioactifs créés par le flux de particules primaires s'accumulent à bord du satellite et leur flux de décroissance augmente avec le temps.

---

<sup>3</sup>Le temps effectif d'exposition d'un détecteur, ou *livetime* en anglais, correspond à la durée du pointage moins les temps morts de lecture des événements enregistrés par le détecteur. En moyenne, le temps effectif d'exposition est de 85% de la durée du pointage.

- $TPL_{p,d} = GEDSAT_{p,d} \otimes \exp(-t_p/\tau)$  où  $\tau$  est la durée de vie moyenne d'un isotope radioactif donné. Cette composante est censée rendre compte de l'activation d'isotopes de durée de vie relativement courte, typiquement de plusieurs mois, à bord du satellite. Il s'agit de la convolution du GEDSAT, qui traduit le flux instantané de particules primaires et donc le taux d'activation, avec la loi de décroissance d'un isotope radioactif. Ainsi, les contributions retardées des isotopes activés sont prises en compte, sous l'hypothèse que le GEDSAT trace correctement le taux d'activation à chaque instant. A ce sujet, il faut savoir que le GEDSAT est un traceur "incomplet". En effet, en cas de forte éruption solaire et à chaque passage dans les ceintures de radiation, nous ne disposons pas, la plupart du temps, des taux de comptage correspondants. Le niveau d'activation réel en ces instants nous est donc totalement inconnu, et nous sommes dans l'impossibilité d'anticiper les effets retardés de ces épisodes.

Un même modèle de bruit de fond peut donc inclure plusieurs composantes pour traduire la multiplicité des sources de bruit de fond. Il est aussi fréquent de séparer dans le modèle la représentation du continuum et celle des raies d'émission. Dans tous les cas, la contribution exacte de chaque composante au bruit de fond total est cependant difficilement prévisible. Nous verrons dans la partie suivante que la pondération des diverses composantes est obtenue par ajustement fin des modèles aux données.

Les modèles de bruit de fond présentés jusque là traduisent les origines physiques du bruit de fond, du moins telles que nous les comprenons. Cette approche "physique" fournit parfois de bons résultats, mais peut également s'avérer fortement déficiente, montrant par là que le bruit de fond est plus complexe que ce que nous avons pu en dire précédemment. Dans ce cas, l'approche physique est remplacée par une approche opérationnelle visant à reproduire coûte que coûte la variabilité temporelle du bruit de fond, même si les ingrédients ne sont pas motivés par la physique du bruit de fond. J'ai par exemple effectué des décompositions en Fourier et en ondelettes du GEDSAT afin de permettre un ajustement indépendant pour plusieurs échelles temporelles. Il est aussi possible de procéder à une Analyse en Composantes Principales de plusieurs traceurs ou taux de comptage enregistrés à bord d'INTEGRAL, et de ne retenir que les 4 ou 5 composantes les plus significatives. De manière générale, les approches les plus simples, celles traduites par les équations 3.4-3.5, se sont avérées être les plus satisfaisantes, que ce soit en terme de résultat ou au niveau du temps de calcul.

Il est important ici de se souvenir que les *templates* utilisés sont des hypothèses sur la variabilité temporelle du bruit de fond, tout comme les *detector patterns* sont des hypothèses sur sa variabilité spatiale. Dans les deux cas, des erreurs systématiques peuvent être introduites dans le résultat, quand bien même l'ensemble de l'analyse serait statistiquement satisfaisant. Nous allons voir dans la prochaine section comment les résultats sont générés et quels tests sont réalisés pour mettre en évidence les erreurs systématiques.

## 3.3 La production des résultats

### 3.3.1 L'ajustement des modèles

Dans la section précédente, nous avons vu comment sont élaborés les modèles de bruit de fond. Ces modèles pris tels quels ont une précision typique de l'ordre du %. Dans le cas d'objets peu lumineux, le modèle de bruit de fond n'est pas assez précis pour permettre l'extraction fiable d'un signal source. Nous nous trouvons, pour l'étude des raies gamma nucléaires, dans ce dernier cas. Il nous faut donc affiner notre modèle de bruit de fond pour mettre en évidence une contribution céleste qui est pour l'instant noyée dans les variations du niveau de bruit de fond. Pour ce faire, le bruit de fond est ajusté aux données en même temps que le signal source est recherché.

Comme nous l'avons déjà vu, le signal source peut soit être reconstruit sans aucune information préalable sur la position et la morphologie de la source à partir des événements excédentaires (par rapport au bruit) distribués dans le plan de détection, soit ajusté pour un modèle spatial donné de la distribution d'intensité. Nous privilégierons par la suite l'ajustement de modèle car il offre une meilleure maîtrise du résultat :

- Les algorithmes de reconstruction d'image comme le Maximum d'Entropie, Richardson-Lucy,...etc sont des processus non-linéaires qui ne fournissent pas directement les incertitudes associées à chaque pixel de l'image reconstruite. Ces dernières doivent être déterminées a posteriori par Bootstrap par exemple. Pour l'ajustement de modèles, l'incertitude est obtenue directement (nous y reviendrons plus tard).
- Les algorithmes de reconstruction d'image génèrent fréquemment des artefacts qui sont dus aux fluctuations statistiques dans les données, combinées à une exposition inégale. L'avantage de l'ajustement de modèle ici est que nous pouvons dès le départ imposer une distribution d'intensité réaliste et compatible avec les performances de l'instrument.

Pour chaque pointage de l'OG préalablement constitué le modèle céleste adopté, dont le flux a été initialisé à une valeur quelconque mais vraisemblable, est convolué avec la fonction de réponse instrumentale, qui a été déterminée par simulations Monte-Carlo à partir d'un modèle 3D de l'instrument [Sturner et al., 2003]. Cela signifie que l'on détermine pour chaque pointage le flux reçu par les différents détecteurs et pseudo-détecteurs en prenant en compte la position de la source dans le champ de vue, le filtrage par le masque, l'efficacité de détection et la réponse spectrale des détecteurs. Le résultat de cette convolution est une structure tridimensionnelle de même format que les données ou le modèle de bruit de fond ; pour chaque triplet pointage, détecteur et bin en énergie, le nombre moyen d'événements célestes attendus pour le modèle

choisi est défini et ce nombre d'événements est directement proportionnel au flux dans le modèle.

Nous disposons à présent d'un modèle de bruit de fond, comportant éventuellement plusieurs composantes, que nous savons ne pas être suffisamment précis pour les faibles flux que nous recherchons, et d'un modèle céleste, pouvant également inclure plusieurs composantes dont nous souhaitons obtenir les flux respectifs. Nous allons affiner notre représentation du bruit de fond et déterminer les flux célestes en ajustant simultanément modèle de bruit de fond et modèle céleste aux observations. En pratique, chaque composante est contrôlé par un jeu de paramètres selon les exigences du modèle de bruit de fond et le résultat recherché :

- Pour les modèles célestes, l'ajustement est réalisé indépendamment pour chaque bin en énergie si l'on souhaite produire le spectre de la source, et pour plusieurs intervalles temporels si l'on désire obtenir une courbe de lumière.
- Pour les modèles de bruit de fond, la situation est un peu plus complexe car elle dépend de la qualité initiale du modèle. Si la variabilité temporelle, spectrale et spatiale du bruit de fond est correctement représentée, un seul paramètre pour l'ensemble du cube peut être nécessaire pour ajuster le niveau global du bruit. Si la variabilité spectrale n'est pas bien prise en compte, il faut affecter un paramètre à chaque bin en énergie. Si c'est la variabilité spatiale qui n'est pas restituée de manière satisfaisante, il faut ajouter un paramètre par détecteur ou pseudo-détecteur. Le point le plus critique, comme nous l'avons vu, est la variabilité temporelle. Il est rare que nous parvenions à modéliser les variations du bruit de fond sur de longues durées, et nous devons alors ajuster le modèle de bruit de fond sur des intervalles de temps réduits.

Le choix du jeu de paramètres résulte d'un compromis entre sensibilité et erreurs systématiques : un grand nombre de paramètres d'ajustement permet a priori une modélisation plus fine du bruit de fond, mais cela se fait au détriment de la sensibilité. Inversement, un petit nombre de paramètres procure une meilleure sensibilité mais risque d'introduire des erreurs systématiques dans le résultat, à cause d'une modélisation imparfaite du bruit de fond.

Il est nécessaire d'ajuster le modèle de bruit de fond sur au moins trois périodes temporelles délimitées par les dates auxquelles les détecteurs 2 et 17 ont cessé de fonctionner. En effet, la perte des deux détecteurs a entraîné une modification de la structure du bruit de fond dans les détecteurs adjacents, et la normalisation d'un traceur donné pour ces détecteurs n'est donc pas la même avant et après l'incident. Dans les cas les plus difficiles, un ajustement du bruit de fond à chaque orbite (environ 3 jours) est requis ; en deçà de l'orbite, la variabilité temporelle est correctement restituée par le GEDSAT. Si le modèle de bruit de fond est suffisamment bon pour être ajusté sur de grandes périodes temporelles, il est souvent avantageux d'inclure dans l'OG des pointages OFF, c'est à dire des pointages vers des champs vides ne conte-

Type d'ajustement	Nombre de paramètres	Incertitude ( $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ )
fixe	0	$7.3 \times 10^{-7}$
global	1	$8.1 \times 10^{-7}$
par période gedfail	3	$8.4 \times 10^{-7}$
par détecteur	19	$8.1 \times 10^{-7}$
par détecteur+gedfail	57	$8.4 \times 10^{-7}$
par révolution	245	$1.1 \times 10^{-6}$
par pointage	8328	$1.2 \times 10^{-6}$

TAB. 3.1 – Evolution de l’incertitude sur le flux d’une source ponctuelle dans la bande d’énergie 1150-1165 keV en fonction du jeu de paramètres d’ajustement du modèle de bruit de fond ; le terme ”gedfail” désigne les trois périodes temporelles délimitées par la mort des détecteurs 2 et 17.

nant donc que du bruit de fond<sup>4</sup>. Ces derniers permettent ainsi de mieux contraindre le niveau du bruit de fond lors de l’ajustement.

Toutefois, l’impact du jeu de paramètres d’ajustement sur la sensibilité de l’instrument n’est pas colossal. Le tableau 3.1 montre l’évolution de l’incertitude sur le flux d’un modèle céleste pour différents ajustements (l’analyse est basée sur un OG comprenant 6.6 Ms d’observations ON et 12.5 Ms d’observations OFF). On constate que la perte de sensibilité est au maximum d’un facteur 2 (entre un modèle de bruit de fond figé et un ajustement à chaque pointage) pour l’analyse présentée, qui est celle d’une source ponctuelle ; pour une source étendue, cependant, l’impact du jeu de paramètres est plus important et la perte de sensibilité peut être de l’ordre de 3-4. Dans certains cas, il est donc a priori inutile de s’escrimer à réduire le plus possible le jeu de paramètres d’ajustement car l’amélioration correspondante des résultats sera tout a fait modeste. La chasse aux erreurs systématiques est en revanche beaucoup plus importante, nous en parlerons amplement plus tard.

L’ajustement des modèles aux données se fait selon un critère de Maximum de Vraisemblance ( $ML$ ) pour une statistique de Poisson (équation 3.6). Techniquement, l’ajustement est réalisé par un algorithme de Levenberg-Marquardt qui minimise

<sup>4</sup>L’essentiel de l’émission de raies gamma étant d’origine galactique, les pointages OFF sont des pointages hautes latitudes, typiquement  $|b| \geq 65^\circ$ .

### 3.3. La production des résultats

---

l'anti-log-Vraisemblance  $S$  (équation 3.7)<sup>5</sup>.

$$ML = \prod_{p,d,e} \left( \frac{\mu_{p,d,e}^{n_{p,d,e}}}{n_{p,d,e}!} e^{-\mu_{p,d,e}} \right) \quad (3.6)$$

$$S = -2 \ln(ML) = 2 \sum_{p,d,e} (\mu_{p,d,e} - n_{p,d,e} \ln(\mu_{p,d,e})) \quad (3.7)$$

Dans les deux équations ci-dessus,  $n_{p,d,e}$  et  $\mu_{p,d,e}$  représentent respectivement le nombre de coups observés et le modèle complet pour le pointage  $p$ , le détecteur  $d$  et l'énergie  $e$ . L'expression de  $\mu_{p,d,e}$  est détaillé ci-dessous. Il s'agit de la somme des  $N_B$  composantes du modèle de bruit de fond et des  $N_S$  composantes du modèle céleste, dont l'ajustement est réalisé via les paramètres  $a_{j_B(p,d,e)}^B$  et  $a_{k_S(p,d,e)}^S$ . Les fonctions  $j_B(p, d, e)$  et  $k_S(p, d, e)$  sont des fonctions par morceaux à valeurs entières qui définissent le jeu de paramètres associé à chaque composante  $B$  ou  $S$  du modèle de bruit de fond ou du modèle céleste. En clair, les fonctions  $j_B(p, d, e)$  et  $k_S(p, d, e)$  déterminent quel paramètre contrôle quel volume de l'espace des données dans les différentes composantes des modèles.

$$\mu_{p,d,e} = \underbrace{\sum_{B=1}^{N_B} (a_{j_B(p,d,e)}^B BGM_{p,d,e}^B)}_{b_{p,d,e}} + \underbrace{\sum_{S=1}^{N_S} (a_{k_S(p,d,e)}^S SKY_{p,d,e}^S)}_{s_{p,d,e}} \quad (3.8)$$

Une fois l'ajustement réalisé, les incertitudes sur chaque paramètre sont calculées. Etant donné la faible significativité des résultats en astronomie gamma nucléaire (de l'ordre de quelques  $\sigma$ ), l'évaluation des incertitudes est très importante et je vais donc détailler leur calcul. De manière générale, soit  $S$  le critère statistique et  $\alpha$  le vecteur des paramètres du modèle à ajuster. Proche du minimum obtenu pour tous les paramètres du modèle, le critère  $S$  peut être exprimé par l'approximation quadratique suivante :

$$\begin{aligned} S(\alpha_{\min} + \mathbf{d}\alpha) &= S(\alpha_{\min}) + \mathbf{d}\alpha^T \cdot \mathbf{G} + \frac{1}{2} \mathbf{d}\alpha^T \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{d}\alpha \\ &= S(\alpha_{\min}) + \frac{1}{2} \mathbf{d}\alpha^T \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{d}\alpha \end{aligned} \quad (3.9)$$

avec  $\mathbf{G} = \left( \frac{\partial S}{\partial \alpha_i} \right)$  le vecteur gradient nul en  $\alpha_{\min}$

et  $\mathbf{H} = \left( \frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \right)$  la matrice Hessienne en  $\alpha_{\min}$

---

<sup>5</sup>A noter que dans l'expression de  $S$ , le terme en  $n_{p,d,e}!$  a été omis car il n'intervient pas dans l'optimisation.

D'un point de vue statistique, la quantité  $S(\alpha) - S(\alpha_{\min})$  suit une loi du  $\chi^2$  à  $p$  degrés de liberté lorsque  $p$  des paramètres sont fixés à leurs valeurs vraies dans la minimisation de  $S(\alpha)$ . Cela signifie donc que, pour un seul paramètre, il y a une probabilité d'environ 68% que l'écart entre la valeur vraie et la valeur optimisée de ce paramètre conduise à un écart inférieur ou égal à 1 entre  $S(\alpha)$  et  $S(\alpha_{\min})$ . Le calcul de l'incertitude à  $1\sigma$  sur chaque paramètre pris individuellement consiste donc à déterminer pour chaque  $\alpha_i$  la quantité  $d\alpha_i$  telle que la variation engendrée sur le critère  $S$  soit de 1. Lorsqu'il n'existe aucune corrélation entre les paramètres, les dérivées croisées sont nulles et  $\mathbf{H}$  est diagonale. La variance sur chaque paramètre est alors l'inverse de l'élément diagonal correspondant. Dans le cas général où il existe une corrélation entre les paramètres, la Hessienne doit être diagonalisée, ce qui revient à effectuer un changement de base dans l'espace des paramètres pour se ramener au cas précédent [Strong, 1985]. Toutefois, lorsque le modèle est linéaire en ses paramètres, on peut montrer que la variance sur chaque paramètre est donnée par les éléments diagonaux de l'inverse de  $\mathbf{H}^6$ . Nous nous trouvons précisément dans ce cas là. Bien que le critère statistique à minimiser soit non-linéaire, le modèle est de type linéaire : il s'agit d'une somme pondérée d'espaces tridimensionnels.

Pour chaque ajustement, une quantité notée MLR, pour Maximum Likelihood Ratio, est calculée. C'est une grandeur que nous utiliserons régulièrement par la suite et je vais donc l'explicitier, à commencer par son expression :

$$MLR = -2 \ln \left( \frac{\prod_{p,d,e} (b_{p,d,e}^{n_{p,d,e}} e^{-b_{p,d,e}})}{\prod_{p,d,e} (\mu_{p,d,e}^{n_{p,d,e}} e^{-\mu_{p,d,e}})} \right) \quad (3.10)$$

Les termes  $\mu_{p,d,e}$  et  $b_{p,d,e}$  sont définis en 3.8. Le numérateur du  $MLR$  correspond à la vraisemblance du seul modèle de bruit de fond ajusté aux données, tandis que le dénominateur donne la vraisemblance obtenue lorsque les deux modèles, bruit de fond et ciel, sont simultanément ajustés aux données.

Le MLR est utilisé pour le test d'hypothèses. Formellement, pour un problème quelconque d'ajustement d'un modèle à des données expérimentales, le ratio entre la vraisemblance obtenue si  $m$  des paramètres du modèle sont fixés à leurs valeurs vraies, et la vraisemblance obtenue si ces  $m$  paramètres sont ajustés librement suit une loi du  $\chi^2$  à  $m$  degrés de liberté. L'écart entre les  $m$  valeurs ajustées et leurs valeurs vraies est introduit par les fluctuations statistiques inhérentes aux données [Cash, 1976, Lampton et al., 1976, Cash, 1979]. Tel que formulé en 3.10, le MLR sert à tester l'hypothèse que le flux du modèle céleste est nul, et que les valeurs  $a_{k_S(p,d,e)}^S$  obtenues résultent des fluctuations statistiques dans les données. Considérons le cas d'un modèle céleste à une seule composante dont nous recherchons le flux stationnaire dans un seul bin en énergie. Ce modèle ne comporte qu'un seul paramètre

---

<sup>6</sup>A noter que  $\mathbf{H}$  est forcément inversible car elle est définie positive en vertu de l'approximation quadratique 3.9 dans laquelle  $S(\alpha_{\min} + d\alpha) \geq S(\alpha_{\min})$ .



d'ajustement. Si le flux vrai du modèle céleste utilisé est nul, le MLR devrait suivre une loi du  $\chi^2$  à 1 degré de liberté. Autrement dit, si le MLR obtenu est supérieur ou égal à 1 la probabilité que le flux ajusté soit un effet purement statistique est d'environ 32%. Si le  $\text{MLR} \geq 4$ , cette probabilité tombe à 5% et si le  $\text{MLR} \geq 9$  elle descend en dessous de 1%. En conclusion, plus la valeur du MLR est élevée, plus la réalité du flux ajusté est accrue. Le MLR toutefois ne suffit pas pour juger de la pertinence des résultats et doit être accompagné d'une évaluation des erreurs systématiques.

#### 3.3.2 La vérification des résultats

La source principale d'erreurs systématiques dans l'analyse des observations INTEGRAL/SPI est la modélisation imparfaite du bruit de fond instrumental. Lors de l'analyse, les écarts systématiques entre bruit de fond modélisé puis ajusté et bruit de fond réel peuvent éventuellement être compensés par une émission céleste artificielle, positive ou négative. Selon leur nature et le processus employé pour l'extraction des signaux célestes, les erreurs systématiques peuvent aussi bien induire un décalage du niveau d'émission d'une source connue ou générer des artefacts dans l'image que n'avoir que peu de conséquences sur les résultats.

La présence d'erreurs systématiques dans une analyse peut être facilement mise en évidence par un examen des résidus. Dans la méthodologie que nous avons mise en place pour le traitement des données SPI, les résidus après ajustement sont projetés selon les trois dimensions de l'espace des données, pointages, détecteurs et énergies, et leur distribution est étudiée qualitativement et quantitativement. Le point le plus critique est souvent la distribution des résidus temporels. Pour chaque pointage, les modèles ajustés et les observations sont sommés sur l'ensemble des détecteurs pour une bande en énergie donnée et leur différence est calculée. Idéalement, la série temporelle des résidus au carré, quelque soit la bande en énergie utilisée, doit obéir à une distribution du  $\chi^2$ . Les résultats obtenus sur la distribution des résidus par pointage sont généralement excellents, avec des  $\chi^2$  réduits de l'ordre de 1. Si les résidus sont calculés en regroupant les pointages sur des échelles de temps de plus en plus longues, le  $\chi^2$  réduit suit généralement une augmentation jusqu'à des valeurs de l'ordre de 3-4, ce qui indique clairement que l'analyse est affectée par des erreurs systématiques dues à des tendances long-terme du bruit de fond mal restituées. Il semble donc qu'il existe de longues périodes sur lesquelles le bruit de fond est globalement surestimé, et d'autres sur lesquelles il est sous-estimé. Sur ces périodes, le flux en provenance d'un objet serait donc en toute vraisemblance sous-estimé ou surestimé. Pour l'étude des raies gamma nucléaires, cependant, les observations INTEGRAL d'une cible donnée sont étalées sur plusieurs années; le flux stationnaire obtenu à partir un OG suffisamment riche est donc une moyenne des valeurs biaisées par les sur-estimations et sous-estimations successives du bruit de fond (car les variations à long-terme du bruit de fond sont bien entendu complètement décorréliées de la direction d'observa-

tion). On constate d'ailleurs, pour les signaux suffisamment clairs comme l'émission à 1809 keV de l' $^{26}\text{Al}$  ou l'émission d'annihilation à 511 keV, que le flux se stabilise effectivement à mesure que le volume des données augmente.

La constatation de la présence d'erreurs systématiques dans nos analyses ne dit rien sur l'effet que peuvent avoir ces erreurs sur les résultats finaux. En effet, le spectromètre SPI possède un système d'imagerie très complexe et la propagation des erreurs de l'espace des données vers le ciel est tout sauf directe (contrairement à un système par focalisation où la relation entre une direction du ciel et un pixel du plan de détection est quasi-bijective). Afin d'évaluer l'impact réel des erreurs systématiques, j'ai développé un programme de projection sur le ciel des résidus présents dans l'espace des données. En pratique, cela signifie que, pour chaque pointage, les excès ou défauts enregistrés dans chaque détecteur ou pseudo-détecteur sont projetés au travers du masque sur la région du ciel observée à ce moment là. Formellement, cette projection s'écrit :

$$I_{\alpha,\delta} = \frac{(N_{\alpha,\delta} - U_{\alpha,\delta})}{\sqrt{U_{\alpha,\delta}}} \quad (3.11)$$

avec  $N_{\alpha,\delta} = N_{norm} * \sum_{p,d} R_{\alpha,\delta,p,d} \times n_{p,d}$

et  $U_{\alpha,\delta} = U_{norm} * \sum_{p,d} R_{\alpha,\delta,p,d} \times \mu_{p,d}$

où  $N_{norm} = \frac{\sum_{p,d} n_{p,d}}{\sum_{\alpha,\delta} \sum_{p,d} R_{\alpha,\delta,p,d} \times n_{p,d}}$

et  $U_{norm} = \frac{\sum_{p,d} \mu_{p,d}}{\sum_{\alpha,\delta} \sum_{p,d} R_{\alpha,\delta,p,d} \times \mu_{p,d}}$

où  $N_{\alpha,\delta}$  et  $U_{\alpha,\delta}$  sont les nombres de coups projetés sur le pixel d'indices  $(\alpha, \delta)$  pour les données et le modèle complet respectivement. Les résidus célestes  $I_{\alpha,\delta}$  expriment donc la différence, en nombre de  $\sigma$ , entre modèle et données. La projection est effectuée via la fonction de réponse de l'instrument  $R_{\alpha,\delta,p,d}$ . Cette dernière est normalement utilisée pour traduire une distribution d'intensité fonction de  $(\alpha, \delta)$  en un nombre d'événements dans les différents détecteurs, mais peut également être utilisée à l'inverse pour traduire une distribution d'événements fonction de  $(p, d)$  en un profil céleste. Il faut bien noter qu'il ne s'agit pas dans ce dernier cas d'une inversion permettant d'associer des flux sources aux événements enregistrés ; la matrice de réponse est en effet non-inversible et le problème est, pour un seul pointage, largement sous-déterminé (plus de pixels dans le ciel que de détecteurs). Ici, les coups associés à chaque détecteur, que ce soit dans le modèle ou dans les données, sont projetés sur la totalité du champ de vue au travers du masque, indépendamment des autres détecteurs. Il est nécessaire de normaliser les projections par les facteurs  $N_{norm}$  et

$U_{norm}$  afin que le nombre de coups projetés sur le ciel corresponde bien au nombre de coups présents dans les données ou le modèle.

La projection des résidus célestes fournit, telle quelle, une information essentiellement qualitative basée sur leur distribution spatiale. Elle permet de mettre en évidence les déficits des modèles. Pour les modèles célestes, par exemple, de forts résidus positifs dans une certaine région du ciel peuvent suggérer qu’une émission réelle en provenance de cette direction n’est pas ou pas correctement prise en compte dans le modèle. Pour les modèles de bruit de fond, une distribution chaotique et fortement structurée d’excès et de défauts indique vraisemblablement que le modèle de bruit de fond est trop peu précis et que ses faiblesses sont indûment compensées par des contributions célestes.

L’analyse quantitative des résidus célestes ne peut être faite directement car ces derniers résultent souvent de la superposition d’un très grand nombre de pointages caractérisés par des niveaux variables de bruit de fond. Afin de permettre une interprétation de la valeur des résidus, des simulations d’observations sont réalisées. Ces simulations fournissent la distribution ”idéale” des résidus célestes, quand ces derniers ne sont dus qu’aux seules fluctuations statistiques. Si la distribution ”observée” des résidus suit cette répartition idéale, cela signifie a priori que les écarts systématiques entre bruit de fond modélisé et bruit de fond réel, mis en évidence par les résidus temporels, ne s’accumulent pas de manière préjudiciable dans une ou plusieurs directions du ciel. En revanche, si une déviation notoire est constatée, la traduction de l’écart en terme d’erreur systématique sur les résultats finaux (le flux par exemple) s’avère assez complexe dans le cas général. Nous verrons dans le chapitre 5 une méthode pour estimer quantitativement les erreurs systématiques dans le cas d’une source ponctuelle.

# Bibliographie

- W. Cash. Generation of Confidence Intervals for Model Parameters in X-ray Astronomy. *A&A*, 52 :307–+, October 1976.
- W. Cash. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *ApJ*, 228 :939–947, March 1979. doi : 10.1086/156922.
- E. E. Fenimore and T. M. Cannon. Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. *Appl. Opt.*, 17 :337–347, February 1978.
- P. Jean, G. Vedrenne, J. P. Roques, V. Schönfelder, B. J. Teegarden, A. von Kienlin, J. Knödlseider, C. Wunderer, G. K. Skinner, G. Weidenspointner, D. Attié, S. Boggs, P. Caraveo, B. Cordier, R. Diehl, M. Gros, P. Leleux, G. G. Lichti, E. Kalemci, J. Kiener, V. Lonjou, P. Mandrou, P. Paul, S. Schanne, and P. von Ballmoos. SPI instrumental background characteristics. *A&A*, 411 :L107–L112, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20031156.
- M. Lampton, B. Margon, and S. Bowyer. Parameter estimation in X-ray astronomy. *ApJ*, 208 :177–190, August 1976.
- V. Lonjou. L’annihilation des positrons galactiques : analyse et interpretation des donnees integral. *These de doctorat presentee a l’Universite Toulouse III*, 2005.
- P. Paul. Etalonnage, mesure et analyse des performances du spectrometre spi/integral. *These de doctorat presentee a l’Universite Toulouse III*, 2002.
- J. P. Roques, S. Schanne, A. von Kienlin, J. Knödlseider, R. Briet, L. Bouchet, P. Paul, S. Boggs, P. Caraveo, M. Cassé, B. Cordier, R. Diehl, P. Durouchoux, P. Jean, P. Leleux, G. Lichti, P. Mandrou, J. Matteson, F. Sanchez, V. Schönfelder, G. Skinner, A. Strong, B. Teegarden, G. Vedrenne, P. von Ballmoos, and C. Wunderer. SPI/INTEGRAL in-flight performance. *A&A*, 411 :L91–L100, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20031501.
- V. Schoenfelder, H. Aarts, K. Bennett, H. de Boer, J. Clear, W. Collmar, A. Connors, A. Deerenberg, R. Diehl, A. von Dordrecht, J. W. den Herder, W. Hermsen,

- M. Kippen, L. Kuiper, G. Lichti, J. Lockwood, J. Macri, M. McConnell, D. Morris, R. Much, J. Ryan, G. Simpson, M. Snelling, G. Stacy, H. Steinle, A. Strong, B. N. Swanenburg, B. Taylor, C. de Vries, and C. Winkler. Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *ApJS*, 86 :657–692, June 1993. doi : 10.1086/191794.
- G. K. Skinner. Coded mask imagers when to use them - and when not. *New Astronomy Review*, 48 :205–208, February 2004. doi : 10.1016/j.newar.2003.11.028.
- A. W. Strong. Data analysis in gamma-ray astronomy - Multivariate likelihood method for correlation studies. *A&A*, 150 :273–275, September 1985.
- S. J. Sturmer, C. R. Shrader, G. Weidenspointner, B. J. Teegarden, D. Attié, B. Cordier, R. Diehl, C. Ferguson, P. Jean, A. von Kienlin, P. Paul, F. Sánchez, S. Schanne, P. Sizun, G. Skinner, and C. B. Wunderer. Monte Carlo simulations and generation of the SPI response. *A&A*, 411 :L81–L84, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20031171.
- G. Vedrenne, J.-P. Roques, V. Schönfelder, P. Mandrou, G. G. Lichti, A. von Kienlin, B. Cordier, S. Schanne, J. Knödlseider, G. Skinner, P. Jean, F. Sanchez, P. Caraveo, B. Teegarden, P. von Ballmoos, L. Bouchet, P. Paul, J. Matteson, S. Boggs, C. Wunderer, P. Leleux, G. Weidenspointner, P. Durouchoux, R. Diehl, A. Strong, M. Cassé, M. A. Clair, and Y. André. SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A*, 411 :L63–L70, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20031482.

## Chapitre 4

# Synthèse de population stellaire

Afin de pouvoir interpréter les observations INTEGRAL/SPI de l'émission de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ , j'ai mis au point un code de synthèse de population stellaire, nommé *PopSim*, dont l'objectif premier est de fournir des courbes de lumière théoriques à 1809 et 1173/1332 keV. Pour emmener l'analyse des données SPI au delà de la simple comparaison de flux, j'ai également implémenté le calcul de la luminosité mécanique produite par un amas stellaire donné afin de pouvoir estimer la taille de la zone d'émission par une simulation hydrodynamique simple de superbulle. Plusieurs travaux du même type (excepté pour les simulations hydrodynamiques) ont été réalisés dans le passé sur des données COMPTEL [Cerviño et al., 2000, Plüschke et al., 2002], avec pour principale conclusion que les prédictions étaient largement en deçà des quantités observées. Les modèles stellaires, les calculs de nucléosynthèse ainsi que les estimations de la perte de masse par vents stellaires ont connu des améliorations substantielles ces dernières années, et le lancement d'INTEGRAL en 2002 a offert la possibilité de mettre ces avancées théoriques à l'épreuve de nouvelles observations.

La structure du code est relativement simple et les résultats produits dépendent essentiellement des données sur lesquelles il s'appuie. Je vais donc présenter tout d'abord les deux grilles de modèles stellaires exploitées par *PopSim*, en soulignant les différences et les atouts de chaque série. Je détaillerai ensuite le calcul de la luminosité mécanique pour chaque modèle avant d'explicitier les quelques points importants du fonctionnement de *PopSim*.

## 4.1 Rendements théoriques de nucléosynthèse

### 4.1.1 Les modèles stellaires

Les résultats les plus récents en terme de nucléosynthèse stellaire sont ceux de Limongi and Chieffi [2006] (ci-après LC06) et Palacios et al. [2005] (ci-après MMP05, la contribution de Palacios et al. [2005] étant basée sur les modèles stellaires de Meynet and Maeder [2003]). Je ne vais pas me livrer ici à une comparaison approfondie de ces travaux mais plutôt insister sur les éléments qui constituent des avancées sur les résultats qui faisaient référence auparavant.

Commençons par les modèles de MMP05. L'avancée primordiale qu'ont réalisé les auteurs est sans nul doute de prendre en compte la rotation stellaire et ses effets dans le calcul de la structure et de l'évolution de l'étoile. L'impact sur la nucléosynthèse stellaire s'exerce alors à plusieurs niveaux, que je vais à présent passer en revue.

La rotation engendre une circulation méridienne qui accroît la diffusion des espèces chimiques au sein de l'étoile. Comme première conséquence de ce phénomène, la diminution de la masse du coeur convectif lors de la combustion centrale de l'H est ralentie, grâce à l'apport continu de combustible H autant que des catalyseurs CNO. L'effet de la rotation équivaut ici à un certain degré d'overshoot, et se traduit par un plus grand réservoir de  $^{25}\text{Mg}$  pour la réaction  $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$  (et également par une vie plus longue de 30% en moyenne sur la séquence principale, voir [Meynet and Maeder, 2000]). La circulation s'exerce également dans l'enveloppe radiative et permet la diffusion des espèces de la surface du coeur convectif vers la surface stellaire, et inversement. L' $^{26}\text{Al}$  fraîchement synthétisé est donc transporté vers les couches superficielles de l'étoile (d'autant qu'un coeur convectif plus gros amène l' $^{26}\text{Al}$  plus près de la surface), en même temps que du  $^{25}\text{Mg}$  est injecté dans le coeur convectif. L'apparition de l' $^{26}\text{Al}$  (et des produits de combustion de l'H) à la surface de l'étoile est donc plus précoce dans les modèles avec rotation, et son éjection par les vents stellaires se fera donc plus tôt dans la vie de l'étoile [Vuissoz et al., 2004]. Pour les modèles sans rotation, l'éjection d' $^{26}\text{Al}$  ne démarrait pas avant que les vents aient rongé l'intégralité de l'enveloppe d'H.

La rotation agit également sur les vents stellaires, et ce de plusieurs manières. Elle augmente directement la perte de masse en modifiant la gravité de surface, la température effective et l'opacité de l'étoile [Maeder and Meynet, 2000]. La perte de masse est de plus accrue par le fait que les modèles avec rotation suivent des chemins évolutifs plus lumineux et plus bleus à cause de l'augmentation de la taille des coeurs convectifs et de la réduction d'opacité liée à la diffusion d'He et de N dans l'enveloppe radiative [Meynet and Maeder, 2000]. Cette perte de masse plus efficace, combinée à l'enrichissement de la surface stellaire en produits de combustion, a pour conséquence de faire entrer les étoiles les plus massives plus tôt en phase Wolf-Rayet et de réduire, pour les étoiles de masse intermédiaire, la masse initiale minimum pour accéder à ce

stade. Cela signifie que l' $^{26}\text{Al}$  contenu dans le coeur d'He sera libéré plus tôt et par plus d'étoiles (d'autant que plus la masse initiale est faible, plus l'étoile est favorisée par la fonction de masse initiale ou IMF par la suite).

La grille de modèle de MMP05 s'étend de 20-25 à 120  $M_{\odot}$  en masse initiale, et a été calculée pour quatre métallicités. Cependant, les auteurs n'étant intéressés que par les quantités d' $^{26}\text{Al}$  éjectées dans les vents stellaires, les calculs ont été interrompus à l'issue de la combustion centrale de l'He (les phases restantes étant trop courtes pour pouvoir contribuer de manière significative).

En ce qui concerne LC06, le grand intérêt de leur travail est de fournir pour la première fois une grille complète et cohérente de calculs de nucléosynthèse stellaire, couvrant une large gamme de masses initiales de 11 à 120  $M_{\odot}$  et intégrant les phases hydrostatiques autant que les contributions explosives. Pour des raisons historiques, les activités de modélisation étaient auparavant concentrées soit sur les supernovae de type II, qui produisent et/ou libèrent les deux isotopes, soit sur les étoiles de Wolf-Rayet, qui ne participeraient à l'enrichissement en  $^{26}\text{Al}$  que via leurs vents. La contribution des supernovae de type Ib/c aux quantités interstellaires d' $^{26}\text{Al}$  et de  $^{60}\text{Fe}$  n'avait donc jamais été étudiée<sup>1</sup>, et le travail de LC06 a ainsi permis de combler cette lacune. Les modèles ont été calculés pour la seule métallicité solaire, et n'incluent pas les effets de la rotation.

Les rendements associés à chaque groupe sont présentés en Fig. 4.1 (pour une métallicité initiale solaire). Les contributions sont séparées en "vent" et "explosion". Il est important ici de rappeler que si l'origine de l' $^{26}\text{Al}$  emporté par les vents stellaires est éminemment hydrostatique, les quantités libérées par l'explosion de supernova se composent de produits de combustion hydrostatique piégés dans l'étoile autant que de produits de nucléosynthèse explosive. Pour le  $^{60}\text{Fe}$ , les données proviennent uniquement de LC06 pour les raisons évoquées précédemment. Concernant l' $^{26}\text{Al}$ , on constate que la rotation augmente d'un facteur 5-10 les quantités éjectées par les vents dans la gamme de masse des étoiles Wolf-Rayet, c'est à dire à partir de 20-25  $M_{\odot}$ . Le modèle 25  $M_{\odot}$  de MMP05 présente même un rendement supérieur de deux ordres de grandeurs à celui de LC06. Ce point s'explique par le fait, mentionné ci-dessus, que la rotation diminue la masse minimale nécessaire pour évoluer vers le stade de Wolf-Rayet. On observe également que la contribution des supernovae de type Ib/c, auparavant négligée, s'avère au bout du compte être relativement importante. Entre 35 et 60  $M_{\odot}$ , elle égale la contribution des vents des modèles avec rotation.

---

<sup>1</sup>A l'exception d'une tentative par Woosley et al. [1995] à partir d'étoiles à He pur censées représenter des étoiles WR après la perte total de leur enveloppe d'H, une hypothèse non valable d'après LC06.



#### 4.1. Rendements théoriques de nucléosynthèse

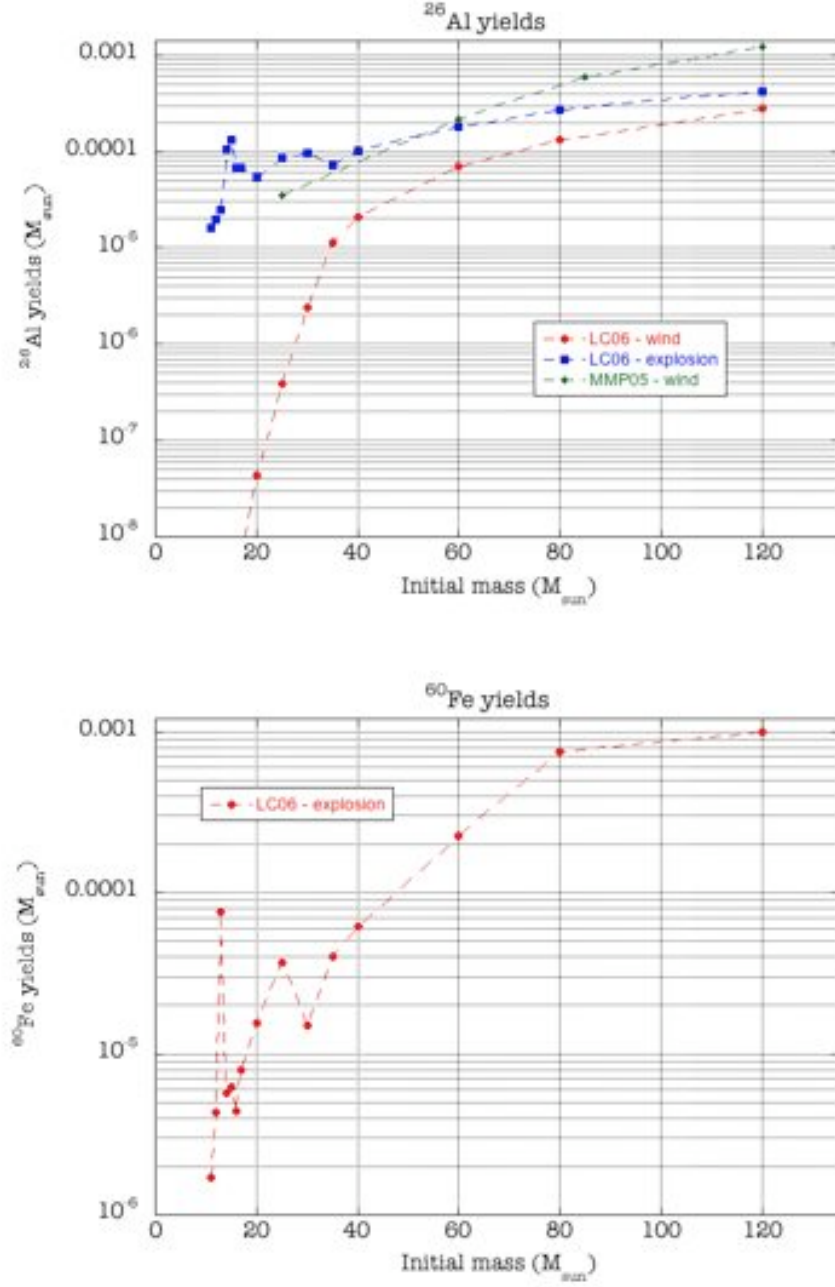


FIG. 4.1 – Rendements en  $^{26}\text{Al}$  et  $^{60}\text{Fe}$  des modèles stellaires de LC06 (sans rotation) et MMP05 (avec rotation), pour une métallicité initiale solaire.

### 4.1.2 La grille de rendements utilisée

A partir des résultats de MMP05 et LC06, j’ai composé un jeu de rendements ”hybride” afin d’exploiter au maximum les avantages de chaque grille de modèles stellaires. Dans cette grille hybride, les modèles de 11 à 25  $M_{\odot}$  sont ceux de LC06, avec les évolutions hydrostatiques et les rendements de supernovae calculés par LC06. De 25 à 120  $M_{\odot}$ , les tracés évolutifs et rendements hydrostatiques sont ceux de MMP05, qui sont plus réalistes que ceux de LC06 puisqu’ils tiennent compte de la rotation. Cependant, les calculs de MMP05 n’incluent pas la phase supernova. Il est donc nécessaire, afin d’avoir un jeu de rendements le plus complet possible, de raccorder ces modèles hydrostatiques à des rendements de supernova calculés par LC06. Nous avons choisi d’effectuer ce raccord via les masses de coeur CO car au moment de l’explosion, l’essentiel de l’ $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  synthétisé dans les phases hydrostatiques se trouve à l’intérieur du coeur de CO (voir à ce sujet la discussion dans Cerviño et al. [2000]). Les modèles de LC06 permettent de dresser des relations  $Y_{26\text{Al}}^{\text{SN}}=f(M_{\text{CO}})$  et  $Y_{60\text{Fe}}^{\text{SN}}=g(M_{\text{CO}})$  entre rendements de supernova et masse de coeur CO ; à partir de ces relations, les modèles de MMP05 peuvent être associés à des rendements de supernova via la masse qu’atteint leur coeur CO à l’issue de la phase hydrostatique.

La Fig. 4.2 présente les masses de coeur CO pour LC06 et MMP05 avec ou sans rotation. L’adéquation entre les deux courbes sans rotation n’est pas parfaite, ce qui doit s’expliquer par des hypothèses différentes sur la physique stellaire (paramètre d’overshoot par exemple). On note un effet important de la rotation sur la taille des coeurs CO. En deçà de 60  $M_{\odot}$ , les coeurs CO des modèles avec rotation sont plus gros à cause d’une convection plus importante. Au delà, leur taille diminue à cause d’une perte de masse plus prononcée. Comme les relations  $Y_{26\text{Al}}^{\text{SN}}=f(M_{\text{CO}})$  et  $Y_{60\text{Fe}}^{\text{SN}}=g(M_{\text{CO}})$  sont strictement croissantes à partir d’une masse initiale de 35  $M_{\odot}$ , les modèles les plus massifs auront dans notre jeu de données hybride des rendements de supernova plus faibles que ceux avancés dans LC06.

Cette base de données ”hybride” n’existe a priori que pour la seule métallicité solaire, puisque les calculs de LC06 ont été réalisés seulement pour des modèles solaires. En revanche, les modèles hydrostatiques de MMP05 sont disponibles pour quatre métallicités différentes (0.004, 0.008, 0.02 et 0.04) et il serait dommage de ne pas explorer les effets de la métallicité sur les rendements. Nous avons fait l’hypothèse que les rendements de supernova dépendent bien plus de la taille du coeur CO que de la métallicité initiale et j’ai, à partir de cela, prolongé les tracés hydrostatiques non-solaires de MMP05 de la même manière que pour le cas solaire. Pour les modèles de faible masse, en dessous de 20  $M_{\odot}$ , les modèles solaires complets de LC06 ont été conservés. Comme le montre la Fig. 4.1, leur contribution sous forme de vents stellaires est très largement négligeable car les étoiles de cette gamme de masse ne subissent que de faibles pertes de masse comparé à leurs cousines Wolf-Rayet (une étoile de masse initiale 17  $M_{\odot}$  termine sa vie à environ 15  $M_{\odot}$ , voir LC06). La masse

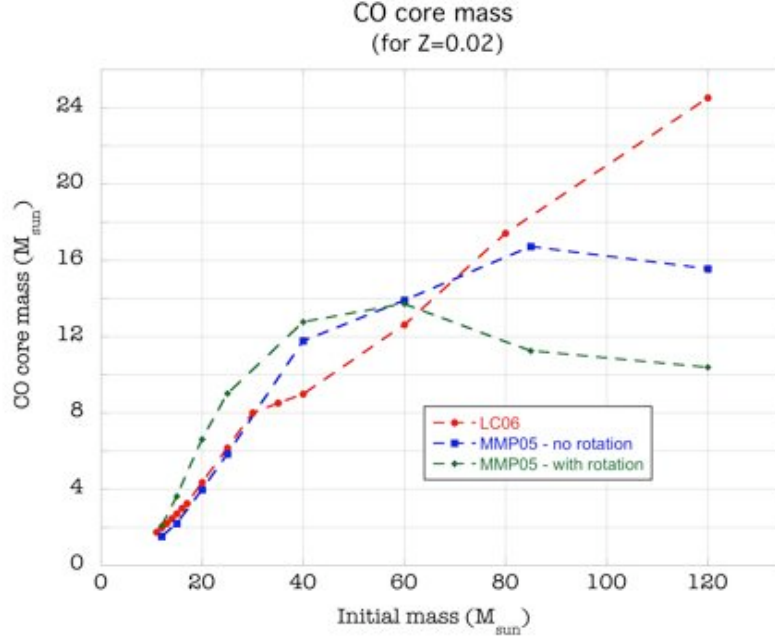


FIG. 4.2 – Masse des coeurs de CO en fonction de la masse initiale du modèle pour LC06 (sans rotation) et MMP05 (avec et sans rotation)

du coeur CO de ces étoiles est donc a priori très peu sensible à la métallicité, et leur rendement de supernova peut donc être considéré comme invariant pour ce paramètre.

Il faut souligner ici les limites de notre hypothèse de dépendance des rendements de supernovae, quelque soit la métallicité, à la seule masse du coeur CO. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 les processus qui sont à l'origine de la synthèse de  $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  par les étoiles massives ; de cette revue il ressort que :

1. La contribution dominante à la production d' $^{26}\text{Al}$  est d'origine explosive et cette source ne dépend que peu de la métallicité initiale, bien que le grand nombre d'espèces impliquées rende difficile une évaluation solide de cette dépendance. Pour les autres phases de synthèse (combustion centrale H et combustion en couche C/Ne), il existe une dépendance directe au contenu initial en  $^{25}\text{Mg}$  et CNO.
2. A l'opposé, le  $^{60}\text{Fe}$  produit est d'origine secondaire et donc dépend fortement de la métallicité initiale, quelque soit la phase de nucléosynthèse considérée.

Notre hypothèse semble donc assez fiable pour ce qui est de  $^{26}\text{Al}$ , mais paraît plus critique pour les rendements de nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$  à des métallicités non-

solaires. Etant donné les informations dont nous disposons, nous ne pouvons prendre en compte pour l’instant que les effets de la métallicité sur la taille des coeurs CO, mais il faudra se souvenir des limitations ci-dessus lors de l’interprétation des résultats (voir chapitre 6 et 7).

Les rendements en fonction de la métallicité sont présentés dans les Figs. 4.3. On constate que la quantité d’ $^{26}\text{Al}$  éjectée par les vents stellaires augmente avec la métallicité, ce qui s’explique par un plus grand réservoir initial en  $^{25}\text{Mg}$  combiné à une perte de masse accrue. Pour les rendements de supernovae, la tendance est inversée (pour les étoiles les plus massives) car cette perte de masse accrue diminue la masse des coeurs CO. Il faut noter, pour les rendements de supernova en  $^{26}\text{Al}$  et  $^{60}\text{Fe}$ , un problème de "saturation". En effet, pour le modèle de  $60 M_{\odot}$  et  $Z=0.004$ , la masse du coeur CO à l’issue de l’évolution hydrostatique ( $28.8 M_{\odot}$ ) est supérieure à la masse maximum obtenue par LC06 ( $24.5 M_{\odot}$ ). Le raccord entre tracés hydrostatiques et rendements de supernova ne peut donc pas être fait autour de cette masse initiale ; les rendements du coeur CO de  $24.5 M_{\odot}$  sont donc utilisés pour toutes les masses initiales aboutissant à un coeur CO plus lourd que  $24.5 M_{\odot}$ .

## 4.2 Calcul de la luminosité mécanique

### 4.2.1 Les différentes stades évolutifs

Le calcul de la perte de masse sous forme de vents n’est pas partie intégrante des modèles stellaires actuels. Au delà de la complexité que cela impliquerait de coupler les intérieurs aux atmosphères stellaires, la raison principale est que les mécanismes d’éjection de masse sont mal connus pour la plupart des phases évolutives traversées par les étoiles massives. La théorie de l’accélération radiative des vents permet aujourd’hui de prédire la perte de masse des étoiles de type O et B [Vink et al., 2000, 2001], mais les processus physiques empruntés par les vents des stades avancés de supergéante rouge, variable lumineuse bleue ou Wolf-Rayet demeurent essentiellement incompris. A l’exception des phases OB, les taux de perte de masse associés à chaque stade évolutif doivent donc être estimés observationnellement. La perte de masse propre à chaque séquence évolutive est alors prescrite dans le calcul du modèle stellaire via des formules dépendant de paramètres comme la température effective, la luminosité ou la métallicité. Le calcul de la luminosité mécanique d’un modèle stellaire donné requiert ainsi de découper la vie de l’étoile en ses phases évolutives principales, puis d’associer à chaque élément de masse perdu une vitesse d’éjection dont la valeur dépend bien entendu du stade évolutif.

La grille de modèles stellaires exploitée par *PopSim* démarre à  $11 M_{\odot}$ , ce qui implique que les étoiles de la séquence principale d’âge zéro sont de type spectral O (masse initiale supérieure à environ  $20 M_{\odot}$ ) ou B (masse initiale supérieure à environ

## 4.2. Calcul de la luminosité mécanique

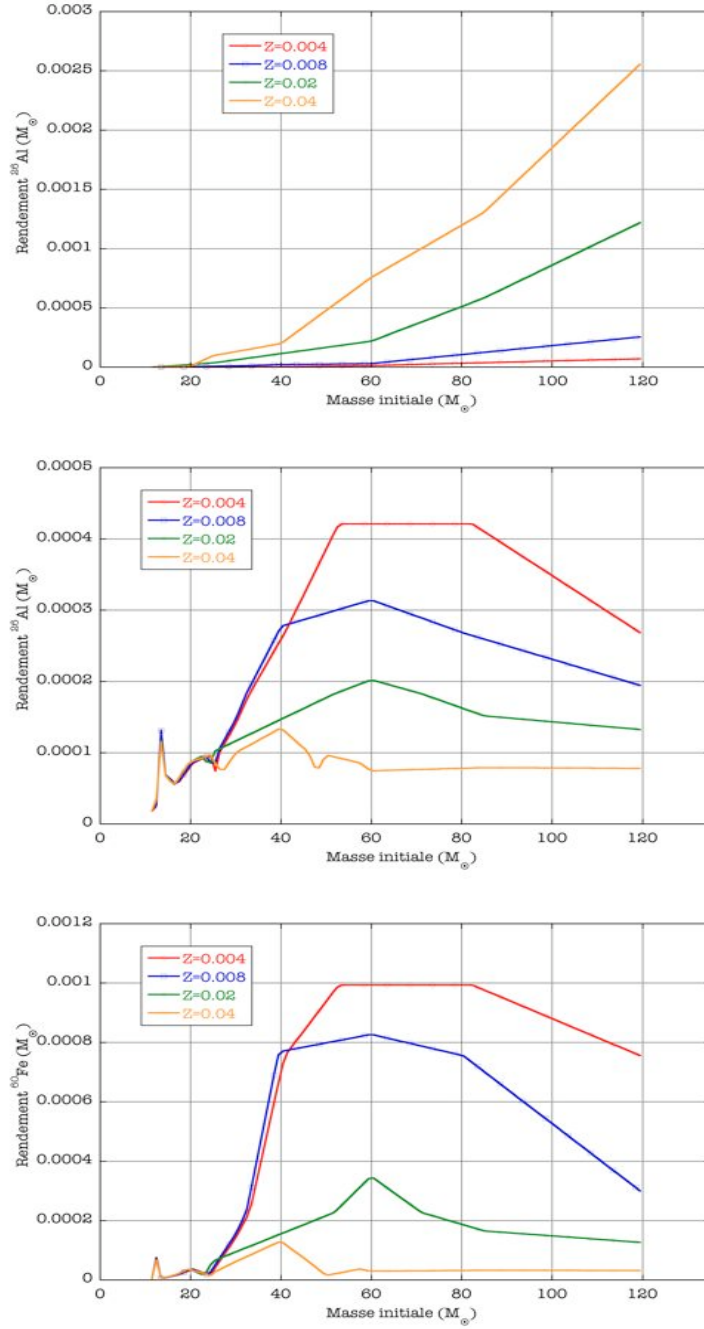


FIG. 4.3 – Evolution des rendements en  $^{26}\text{Al}$  et  $^{60}\text{Fe}$  en fonction de la masse initiale pour 4 métallicités. En haut, les rendements hydrostatiques en  $^{26}\text{Al}$ , au milieu les rendements de supernovae en  $^{26}\text{Al}$  et en bas les rendements de supernovae en  $^{60}\text{Fe}$  (avec raccord via les masses des coeurs CO ; voir texte).

$4 M_{\odot}$ ) uniquement. Les stades évolutifs pris en compte sont donc : la séquence principale notée OB, la phase de supergéante bleue ou rouge (BSG et RSG), les épisodes de "variable lumineuse bleue" LBV et le stade ultime de Wolf-Rayet (WR), subdivisé en WN (perte de l'enveloppe d'H) et WC (perte de l'enveloppe d'H et d'He). Pour la suite, la phase BSG sera groupée à la phase OB car elles partagent les mêmes caractéristiques en terme de perte de masse.

Les critères utilisés pour définir chaque phase proviennent en grande partie de Leitherer et al. [1992] et sont listés dans le tableau 4.1. Ils impliquent principalement la température effective  $T_{eff}$  ainsi que les abondances massiques de surface  $X_{surf}$ . Les résultats de Leitherer et al. [1992] montrent que les phases OB et WR fournissent l'essentiel de la luminosité mécanique d'un amas stellaire donné. Les phases RSG et LBV ont plus d'intérêt du point de vue de l'évolution stellaire qu'en ce qui concerne l'énergétique globale d'un amas.

Phase	Définition <sup>2</sup>	Vitesse du vent
O	$\log(T_{eff}) \geq 4.5$ $H_{surf} > 0.4$	Equation 4.1
B	$4.5 \geq \log(T_{eff}) \geq 4$ $H_{surf} > 0.4$	Equation 4.1
LBV	$4.5 \geq \log(T_{eff}) \geq 3.75$ $\log(\dot{M}) \geq -3.5$	$200 \text{ km s}^{-1}$
RSG	$\log(T_{eff}) \leq 3.9$	$50 \text{ km s}^{-1}$
WN	$\log(T_{eff}) \geq 4$ $H_{surf} \leq 0.4$ $N_{surf} \geq C_{surf}$	Equation 4.2
WC	$\log(T_{eff}) \geq 4$ $H_{surf} \leq 0.4$ $N_{surf} \leq C_{surf}$	Equation 4.3

TAB. 4.1 – Caractéristiques des différentes phases évolutives et vitesses des vents associés

---

<sup>2</sup>La limite inférieure en température effective du type spectral O a été portée à  $\log(T_{eff}) = 4.5$  [au lieu de 4.4 dans Leitherer et al., 1992] suite à la révision de la calibration des paramètres stellaires par Martins et al. [2005]. Par ailleurs, la définition des RSG à partir de la seule température inclut

### 4.2.2 Les vitesses des vents stellaires

Il reste alors à attribuer à chaque séquence évolutive une vitesse d'éjection de la matière. En ce qui concerne la phase OB, la théorie d'accélération radiative des vents stellaires via les raies d'absorption prédit une relation de proportionnalité entre la vitesse terminale  $v_\infty$  du vent et la vitesse de libération  $v_{esc}$ . Cette relation a effectivement été observée par Lamers et al. [1995] :

$$\begin{aligned} v_\infty/v_{esc} &= 2.6 \text{ pour } T_{eff} \geq 25000 \text{ K} \\ v_\infty/v_{esc} &= 1.3 \text{ pour } 25000 \text{ K} > T_{eff} > 12500 \text{ K} \\ v_\infty/v_{esc} &= 0.7 \text{ pour } T_{eff} \leq 12500 \text{ K} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les sauts à 25000 K et 12500 K sont dus à des déplacements de l'équilibre d'ionisation du vent [Vink et al., 2000]. Bien que le mécanisme exact à l'origine des vents de WR demeure non élucidé, l'accélération radiative par les raies d'absorption semble indiquée [Nugis and Lamers, 2000]. Les auteurs ont donc cherché une relation  $v_\infty/v_{esc}$  à partir d'observations de WR galactiques et ont abouti aux formules suivantes :

$$\log\left(\frac{v_\infty}{v_{esc}}\right) = +0.61 - 0.13 \log(L) + 0.30 \log(Y) \text{ pour les type WN} \quad (4.2)$$

$$\log\left(\frac{v_\infty}{v_{esc}}\right) = -2.37 + 0.43 \log(L) - 0.07 \log(Z) \text{ pour les type WC} \quad (4.3)$$

où  $Y$  et  $Z$  sont respectivement l'abondance massique d'hélium et de métaux à la surface. La faible dispersion des points de mesure autour de ces fonctions suggère qu'une proportionnalité entre vitesse terminale  $v_\infty$  du vent et vitesse de libération  $v_{esc}$  existe bel et bien.

Pour chaque modèle en phase OB ou WR, la vitesse du vent à chaque instant est donc calculée à partir des ratios ci-dessus et de la vitesse d'échappement :

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{GM(1 - \Gamma_e)}{R}} \quad (4.4)$$

$$\text{avec } \Gamma_e = \frac{L\sigma_e}{4\pi cGM} \quad \text{et} \quad \sigma_e \simeq 0.401(X + Y/2 + Z/4) \text{ cm}^2$$

Dans l'équation ci-dessus,  $\Gamma_e$  est le ratio entre accélération radiative et accélération gravitationnelle (également appelé facteur d'Eddington), et permet de tenir compte

---

en toute rigueur les étoiles "froides" de petite taille et de faible luminosité mais comme notre base de données démarre à 11  $M_\odot$ , seules les RSG répondent effectivement au critère.

de la pression de radiation à la surface<sup>3</sup>. Le rayon  $R$  de l'étoile est obtenu par la formule liant la luminosité  $L$  à la température effective :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (4.5)$$

Pour le cas des WR et de leurs atmosphères denses, cependant, le rayon effectif (associé à  $T_{eff}$ ) est plusieurs fois supérieur au rayon hydrostatique. La température effective fournie pour ces modèles a été corrigée pour tenir compte de l'opacité de l'atmosphère stellaire, et il faut donc annuler cette correction pour accéder à la vraie vitesse de libération du cœur hydrostatique. Cette information a été fournie pour les modèles de MMP05 mais pas pour ceux de LC06 (pour lesquels les abondances de surface manquaient également). Pour les phases WR des modèles de LC06, j'ai donc imposé une vitesse unique de  $1600 \text{ km s}^{-1}$  pour les WN et de  $2100 \text{ km s}^{-1}$  pour les WC. Ces valeurs sont des moyennes calculées à partir des données observationnelles utilisées par Nugis and Lamers [2000].

Concernant les phases RSG et LBV, l'origine des vents stellaires demeure mal comprise. La perte de masse des RSG se fait vraisemblablement via la pression de radiation sur la poussière et peut-être aussi grâce à des instabilités de convection dans l'enveloppe étendue de l'étoile (voir la revue de Meynet and Maeder [2007]). Pour les LBV, la perte de masse ressemble plus à des éjections brutales de matière voire à des explosions. Les théories courantes invoquent la pression du continuum sur les couches périphériques opaques de l'étoile dans la limite dite  $\Omega\Gamma$  où la luminosité approche la luminosité critique d'Eddington et la vitesse de surface est proche de la vitesse de libération [Maeder and Meynet, 2000]. Pour ces deux phases évolutives, les vitesses de vents sont donc issues d'observations. Les valeurs moyennes retenues pour ce travail sont celles empruntées par Leitherer et al. [1992] et sont rappelées dans le tableau 4.1. Pour exemple, les énergies mécaniques injectées dans le milieu interstellaire par les modèles de métallicité initiale solaire de MMP05 sont listées dans le tableau 4.2.

### 4.3 La synthèse de population

Que ce soit dans la méthode comme dans le type de résultat produit, le code est très proche de ceux développés et exploités par Leitherer et al. [1992] ou Cerviño et al. [2000]. Son principe de fonctionnement est extrêmement simple et la difficulté réside plus dans la préparation des bases de données stellaires. Je vais donc présenter brièvement les entrées/sorties du programme et insister sur les quelques hypothèses propres au code qui peuvent influencer les résultats.

---

<sup>3</sup>Avec l'hypothèse que H et He sont totalement ionisés et que les métaux sont ionisés 4 fois



### 4.3. La synthèse de population

Masse initiale ( $M_{\odot}$ )	Energie mécanique des vents ( $10^{51}$ ergs)
25	0.18
60	1.60
85	1.70
120	3.24

TAB. 4.2 – Energies mécaniques injectées dans le milieu interstellaire par les modèles de métallicité initiale solaire de MMP05.

#### 4.3.1 Le fonctionnement du programme *PopSim*

Les paramètres à passer au programme sont tout d’abord la définition de la population stellaire à simuler. Cela inclut en premier lieu la fonction de masse initiale (IMF), avec la pente de la loi de puissance et les bornes inférieure et supérieure sur la masse initiale des étoiles<sup>4</sup>. Deux modes de formation stellaire sont ensuite disponibles : "IB" pour *instantaneous burst*, ou "CFR" pour *constant formation rate*. Dans le premier cas, il faut donner une contrainte (généralement observationnelle) sur la population, c’est à dire un nombre d’étoiles recensées dans un intervalle de masse donné, et dans le second cas, il faut fournir un taux de formation stellaire. Vient alors le choix de la base de données stellaires. Les données sont scindées en phases hydrostatique et supernova et contiennent pour chaque instant (un instant unique dans le cas de la supernova) les quantités d’<sup>26</sup>Al et de <sup>60</sup>Fe, la masse et l’énergie cinétique injectées dans le milieu interstellaire. Population et caractéristiques stellaires étant définies, il ne reste à préciser que la durée de la simulation et l’échantillonnage temporel (généralement  $10^4$  ans).

Le calcul consiste essentiellement en des tirages aléatoires pour générer la population stellaire, et des interpolations entre les modèles disponibles pour obtenir les quantités éjectées. Pour une masse initiale quelconque, une première interpolation log-log par spline cubique (pour des raisons de dérivabilité) est réalisée pour déterminer la durée des principaux épisodes de combustion centrale de l’étoile : combustion de l’H, combustion de l’He et phases finales. Les quantités (rendement, énergie,...) éjectées sur un pas de temps donné sont ensuite obtenues par interpolation linéaire des quantités éjectées par les deux modèles les plus proches sur une même fraction de l’épisode

<sup>4</sup>Comme nous nous intéressons ici aux étoiles massives et que notre grille de modèles démarre à  $11 M_{\odot}$ , l’IMF est une simple loi de puissance et non une fonction par morceaux comme celles qui sont parfois invoquées pour les étoiles de faible masse.

de combustion en cours. Plus formellement :

$$a(t, t + \Delta t, M) = a(T_{i-1} + f_1 T_i, T_{i-1} + f_2 T_i, M_{low}) \quad (4.6) \\ + K[a(T_{i-1} + f_1 T_i, T_{i-1} + f_2 T_i, M_{up}) \\ - a(T_{i-1} + f_1 T_i, T_{i-1} + f_2 T_i, M_{low})]$$

$$\text{avec } f_1 = \frac{t - \sum_{j=1}^{i-1} T_j}{T_i}, \quad f_2 = \frac{t + \Delta t - \sum_{j=1}^{i-1} T_j}{T_i} \\ \text{et } K = \frac{M - M_{low}}{M_{up} - M_{low}}$$

Dans la formule ci-dessus,  $a(t, t + \Delta t, M)$  représente une quantité éjectée ( $^{26}\text{Al}$ , masse,...) par le modèle  $M$  entre les instants  $t$  et  $t + \Delta t$ , et  $T_i$  correspond à la durée de l'épisode de combustion  $i$  pour une masse donnée (en l'occurrence,  $i = 1, 2, 3$  pour H, He, et les phases finales). Les variables  $f_1$  et  $f_2$  donnent la fraction temporelle de la combustion en cours que le pas de temps représente, et  $K$  est le facteur d'interpolation entre les modèles  $M_{low}$  et  $M_{up}$  encadrant la masse  $M$ . La contribution de chaque étoile synthétique d'un tirage donné de l'IMF est ainsi calculée pour chaque pas de temps, jusqu'à la mort de l'étoile où la contribution de la supernova est finalement ajoutée. La population stellaire spécifiée est simulée un certain nombre de fois, typiquement 100-200, afin d'obtenir des valeurs moyennes sur l'IMF. Les itérations sont stoppées lorsque la masse moyenne des étoiles générées a convergé à moins de 1% vers la masse moyenne théorique.

Les données produites par *PopSim* sont des séries temporelles moyennes (sur l'IMF) d'à peu près toutes les variables possibles : profil d'éjection de masse, d'énergie, d' $^{26}\text{Al}$  et de  $^{60}\text{Fe}$ , taux de supernovae en fonction du temps et enfin flux prédits à 1809 et 1173/1332 keV (pour une distance à l'objet spécifiée en entrée). Chacune de ces grandeurs moyennes est flanquée pour chaque pas de temps de la variance due à l'échantillonnage fini de l'IMF. Un exemple de résultat de simulation est fourni en Fig. 4.4 pour illustrer le propos.

### 4.3.2 Approximations et incertitudes

Hormis le choix du type d'interpolation, les résultats produits ne dépendent a priori que des données stellaires de base. Il existe deux points, autres que le schéma d'interpolation, qui ont une influence sur les résultats. Premièrement, le raccordement des tracés hydrostatiques aux données explosives dans notre jeu de données "hybride" incluant les données hydrostatiques de MMP05 (dont les calculs ont été arrêtés avant le stade de presupernova) et les données supernova de LC06. Comme nous l'avons déjà discuté, nous avons effectué ce raccord via les masses de coeur CO.

### 4.3. La synthèse de population

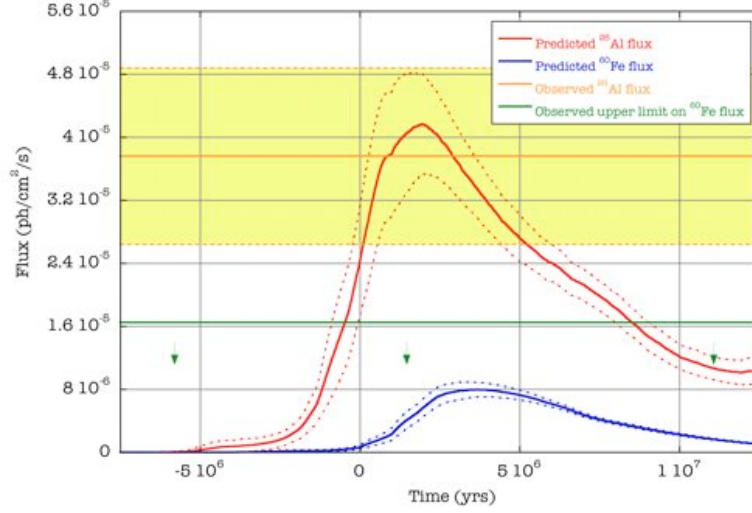


FIG. 4.4 – Exemple de courbes de lumières simulées à 1809 et 1173/1332 keV, en rouge et bleu respectivement. Les courbes en pointillés donnent l'écart-type lié à l'échantillonnage fini de l'IMF. Les autres éléments du graphique seront présentés au chapitre 7.

Il faut bien noter cependant que le problème ne se résume pas à la taille du coeur CO. En effet, LC06 ont bien souligné dans leur article l'importance, en ce qui concerne la production d' $^{26}\text{Al}$  et de  $^{60}\text{Fe}$ , de la taille et de l'efficacité de convection des zones de combustion en couche. Ces deux points sont susceptibles d'être sensiblement altérés par la rotation, ce qui implique que le prolongement de tracés évolutifs avec rotation par des explosions de modèles sans rotation, quelque soit le critère utilisé, n'est sûrement pas réaliste en terme de nucléosynthèse. Sur ce point, le groupe de Genève est actuellement en train de calculer une nouvelle grille de modèles avec rotation jusqu'au stade de presupernova. L'inventaire de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  piégées dans l'étoile au moment de l'explosion permettra alors d'estimer l'impact de la rotation sur les quantités hydrostatiques libérées par la supernova.

Par ailleurs, une fraction non-négligeable des rendements de supernova, que ce soit pour l' $^{26}\text{Al}$  comme pour le  $^{60}\text{Fe}$ , est produite par nucléosynthèse explosive. La dépendance de cette production d'origine explosive à la masse initiale (ou plutôt finale) et à la métallicité de l'étoile n'est en rien évidente. Le scénario précis de l'explosion des étoiles massives demeure encore flou, comme nous l'avons vu dans le chapitre premier. Les différents mécanismes envisagés pour l'explosion n'ont aucune raison a priori d'aboutir aux mêmes rendements, sauf peut-être le fait que l'essentiel de l' $^{26}\text{Al}$  du  $^{60}\text{Fe}$  est synthétisé dans des couches relativement éloigné du coeur stellaire, et

pourrait s'avérer relativement insensible au fonctionnement exact du moteur de la supernova. Ce point, ainsi que la dépendance à la métallicité, ne sera probablement pas éclairci avant quelques temps.

Une autre source potentielle de biais est le fait que la grille de modèles inclue simultanément des modèles avec rotation (au dessus de  $20 M_{\odot}$  typiquement) et des modèles sans (de 11 à  $20 M_{\odot}$ ). Un effet de la rotation est d'allonger la durée de vie des étoiles d'environ 15-25% pour une métallicité solaire [Meynet and Maeder, 2003]. D'après la Fig. 4.1, les étoiles de masse intermédiaire n'interviennent que par leurs explosions. Cela signifie que leur contribution aux profils temporels est trop précoce de quelques millions d'années dans nos résultats. Pour les cas qui vont nous intéresser par la suite, toutefois, cela ne posera aucun problème car nous étudierons la région du Cygne, dont la population est très jeune (quelques millions d'années), ainsi que la population galactique, qui est considérée en régime stationnaire.

# Bibliographie

- M. Cerviño, J. Knödlseder, D. Schaerer, P. von Ballmoos, and G. Meynet. Gamma-ray line emission from OB associations and young open clusters. I. Evolutionary synthesis models. *A&A*, 363 :970–983, November 2000.
- H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, and D. M. Lindholm. Terminal Velocities and the Bistability of Stellar Winds. *ApJ*, 455 :269–+, December 1995. doi : 10.1086/176575.
- C. Leitherer, C. Robert, and L. Drissen. Deposition of mass, momentum, and energy by massive stars into the interstellar medium. *ApJ*, 401 :596–617, December 1992. doi : 10.1086/172089.
- M. Limongi and A. Chieffi. The Nucleosynthesis of  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in Solar Metallicity Stars Extending in Mass from 11 to 120  $M_{\text{sun}}$  : The Hydrostatic and Explosive Contributions. *ApJ*, 647 :483–500, August 2006. doi : 10.1086/505164.
- A. Maeder and G. Meynet. Stellar evolution with rotation. VI. The Eddington and Omega -limits, the rotational mass loss for OB and LBV stars. *A&A*, 361 :159–166, September 2000.
- F. Martins, D. Schaerer, and D. J. Hillier. A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. *A&A*, 436 :1049–1065, June 2005. doi : 10.1051/0004-6361 :20042386.
- G. Meynet and A. Maeder. Stellar evolution with rotation. V. Changes in all the outputs of massive star models. *A&A*, 361 :101–120, September 2000.
- G. Meynet and A. Maeder. Stellar evolution with rotation. X. Wolf-Rayet star populations at solar metallicity. *A&A*, 404 :975–990, June 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20030512.
- G. Meynet and A. Maeder. Wind anisotropies and GRB progenitors. *A&A*, 464 : L11–L15, March 2007. doi : 10.1051/0004-6361 :20066509.

- T. Nugis and H. J. G. L. M. Lamers. Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters. *A&A*, 360 :227–244, August 2000.
- A. Palacios, G. Meynet, C. Vuissoz, J. Knödlseeder, D. Schaerer, M. Cerviño, and N. Mowlavi. New estimates of the contribution of Wolf-Rayet stellar winds to the Galactic 26Al. *A&A*, 429 :613–624, January 2005. doi : 10.1051/0004-6361 :20041757.
- S. Plüschke, M. Cerviño, R. Diehl, K. Kretschmer, D. H. Hartmann, and J. Knödlseeder. Understanding 26Al Emission from Cygnus. *New Astronomy Review*, 46 : 535–539, July 2002.
- J. S. Vink, A. de Koter, and H. J. G. L. M. Lamers. New theoretical mass-loss rates of O and B stars. *A&A*, 362 :295–309, October 2000.
- J. S. Vink, A. de Koter, and H. J. G. L. M. Lamers. Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity. *A&A*, 369 :574–588, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361 :20010127.
- C. Vuissoz, G. Meynet, J. Knödlseeder, M. Cerviño, D. Schaerer, A. Palacios, and N. Mowlavi. 26Al yields from rotating Wolf-Rayet star models. *New Astronomy Review*, 48 :7–11, February 2004. doi : 10.1016/j.newar.2003.11.003.
- S. E. Woosley, N. Langer, and T. A. Weaver. The Presupernova Evolution and Explosion of Helium Stars That Experience Mass Loss. *ApJ*, 448 :315–+, July 1995. doi : 10.1086/175963.



# Chapitre 5

## La dynamique interne de l'explosion de Cassiopée A

Je présente dans cette partie les observations INTEGRAL/SPI des raies à 67.9, 78.4 et 1157.0 keV de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  dans le vestige de supernova Cassiopée A. Le  $^{44}\text{Ti}$  est produit lors de la combustion explosive du Si et son rendement est donc extrêmement sensible aux conditions de l'explosion. La présence de  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A a déjà été établie par trois instruments différents et le flux de l'émission de décroissance est aujourd'hui bien contraint. Grâce à ses hautes performances spectrométriques, SPI pourrait approfondir ce résultat en apportant une information sur la cinématique du  $^{44}\text{Ti}$ , laquelle est intimement liée à la dynamique des premiers instants.

### 5.1 Un vestige de supernova très prometteur

#### 5.1.1 La plus récente supernova galactique (ou presque...)

Le vestige de supernova galactique Cassiopée A est la plus puissante source radio du ciel (à 408 MHz notamment) et c'est ce qui a conduit à sa découverte et à son appellation il y a 75 ans [Jansky, 1933]. Après l'identification d'une contrepartie optique Cassiopée A est classifiée comme nouveau type de nébulosité galactique (en même temps qu'un autre objet, Puppis A) en raison de son aspect inhabituel et de la présence de deux types de nébulosités/filaments différant fortement tant cinématiquement que spectralement : les QSFs et les FMKs (Quasi-Stationary Floculi et Fast-Moving Knots ; voir explication plus loin), sur lesquels nous reviendrons plus tard. De telles caractéristiques n'apparaissaient pas dans les paradigmes de vestiges de supernova de l'époque : Crabe, Tycho et Kepler. L'identification de la vraie nature de Cassiopée A (et de Puppis A) sera finalement opérée plus tard, et l'in-



interprétation de sa structure si particulière commence alors, un travail qui se poursuit encore aujourd'hui.

Cassiopee A conserve cependant une place de choix parmi les autres SNRs galactiques en ce qu'elle est le reste de la plus récente supernova galactique connue à ce jour. Thorstensen et al. [2001] a suivi l'évolution ballistique de certains fragments optiques sur des durées allant de 23 à 48 ans et a conclu à une explosion probable autour de 1671 (ou légèrement plus tard si une décélération des fragments est prise en compte). Etant donnée la relative proximité de Cassiopee A (3.4 kpc selon Reed et al. [1995]), il est surprenant qu'aucun événement céleste majeur n'ait été enregistré durant cette période. L'observation en 1680 par l'astronome britannique Flamsteed d'un astre transitoire de magnitude 6 dans la direction de Cassiopee A a longtemps été associée à l'explosion [Ashworth, 1980] mais cette hypothèse demeure encore aujourd'hui controversée [Stephenson and Green, 2005]. Il convient par ailleurs de noter la découverte récente par Chandra de G1.9+0.3, un reste de supernova proche du centre galactique dont l'âge est estimé à environ un siècle [Reynolds et al., 2008].

### 5.1.2 Une explosion asymétrique

Par sa relative jeunesse et sa proximité, Cassiopee A constitue une opportunité unique pour l'étude d'un certain nombre de processus astrophysiques : la nucléosynthèse par les étoiles massives, l'évolution des jeunes SNRs ou encore le mécanisme d'explosion des supernovae de type core-collapse. Sur ce dernier point, en particulier, un vif intérêt pour Cassiopee A a été suscité par l'accumulation de preuves observationnelles indiquant que son explosion et/ou son expansion ont été asymétriques.

Il y a tout d'abord la présence d'un jet et d'un contre-jet, pointant respectivement vers le nord-est et le sud-ouest et dépassant largement le choc avant généré dans le milieu inter- ou circumstellaire par l'explosion. L'analyse dans le domaine optique de certains des fragments les plus extérieurs du jet révèle une composition riche en S et des vitesses de l'ordre de  $14000 \text{ km s}^{-1}$  ; cela contraste fortement avec le reste de l'objet où les débris les plus rapides sont les "Nitrogen Knots" (NKs), avec une vitesse radiale d'environ  $10000 \text{ km s}^{-1}$ , suivis par des "Fast-Moving Knots" (FMKs)<sup>1</sup>, avec des vitesses allant de  $4000$  à  $9500 \text{ km s}^{-1}$  riches en O puis en S [Fesen et al., 2006b, voir la Fig. 5.1]. Des images dans le domaine X prises par Chandra (voir Fig. 5.2) font clairement apparaître les jets et confirment que le jet nord-est est riche en produits de combustion de l'O tels Si, S, Ar et Ca [Vink, 2004, Hwang et al., 2004]. Les

---

<sup>1</sup>Les NKs et les FMKs sont issus de la fragmentation de l'ejecta, à la suite d'une forte turbulence ou d'instabilités Rayleigh-Taylor par exemple. En pénétrant à des vitesses hypersoniques dans la matière inter- ou circumstellaire ou dans la couche d'ejecta choquée, ils génèrent des ondes de chocs dans le milieu. La pression de stagnation en aval de ces chocs induit alors des chocs internes dans les FMKs et les NKs ce qui, selon les conditions de température et de densité, déclenche leur émission optique.

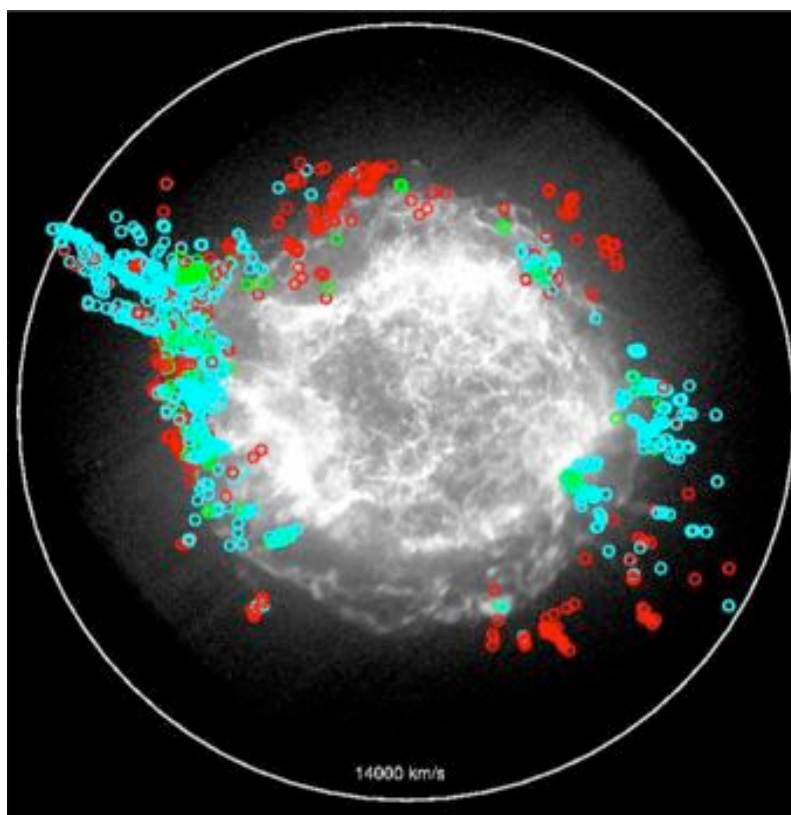


FIG. 5.1 – Distribution spatiale de 1825 Fast-Moving Knots. En rouge, les FMKs présentant une intense émission [NII], en vert ceux présentant une intense émission [OII] et en bleu ceux présentant une intense émission [SII] [Fesen et al., 2006a].

observations Chandra montrent par ailleurs qu'en deux régions étendues au moins de la matière riche en Fe semble se trouver à l'extérieur de matière riche en Si [Hwang et al., 2000, Hughes et al., 2000]. Ceci a été confirmé par une analyse Doppler basée sur des données XMM-Newton, où le Fe se trouve effectivement au-dessus du Si après déprojection [Willingale et al., 2002, 2003]. Cette inversion chimique suggère que les couches les plus profondes de l'ejecta ont subi un mélange conséquent. A une tout autre échelle, la grande variété spectrale des FMKs en ce qui concerne les intensités relatives des raies interdites [SII] et [OIII] combinée à l'absence de corrélation entre ces spectres et les vitesses des FMKs indique que l'explosion a été le siège d'une forte turbulence et/ou d'une combustion inégale [Chevalier and Kirshner, 1979].

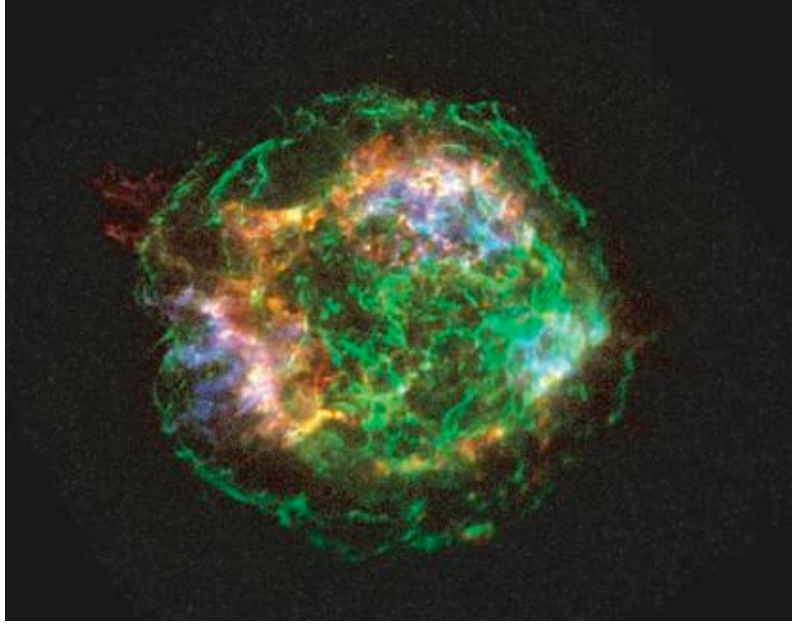


FIG. 5.2 – Image Chandra de Cassiopée A réalisée à partir de 1 Ms d’observation. En rouge apparaît l’émission de la raie Si He  $\alpha$  (1.78-2.00 keV), en bleu celle de la raie Fe K (6.52-6.95 keV) et en vert un continuum (4.2-6.4 keV) vraisemblablement imputable à l’émission synchrotron des électrons accélérés au niveau du choc avant [Hwang et al., 2004].

### 5.1.3 Le progéniteur de Cassiopée A

La compréhension du vestige de supernova Cassiopée A et de l’explosion qui lui a donné naissance passe nécessairement par l’identification de son progéniteur. La supposition qui a longtemps prévalu à ce sujet a été fondée sur des arguments essentiellement spectraux. En effet, les NKs, avec leur composition riche en N et He et leurs vitesses supérieures à celles de tous les autres types d’ejecta (en dehors des fragments du jet), ont été interprétés comme des fragments de la photosphère du progéniteur. Ce dernier devait donc s’être débarrassé, au moment de la supernova, de son enveloppe d’H et apparaître comme une étoile Wolf-Rayet de type WN qui a finalement explosé en SNIb [Fesen et al., 1987]. Cette conclusion était par ailleurs étayée par la présence des ”Quasi-Stationnary Flocculi” (QSFs), des nébulosités optiques riches en N et He et animées de faibles vitesses radiales, de l’ordre de quelques centaines de  $\text{km s}^{-1}$ . Les QSFs seraient alors des surdensités dans la matière circumstellaire ejectée par l’étoile avant l’explosion et dont l’émission optique serait déclenchée par le passage du choc avant.

Des observations de plus en plus précises ont par la suite mis en évidence une



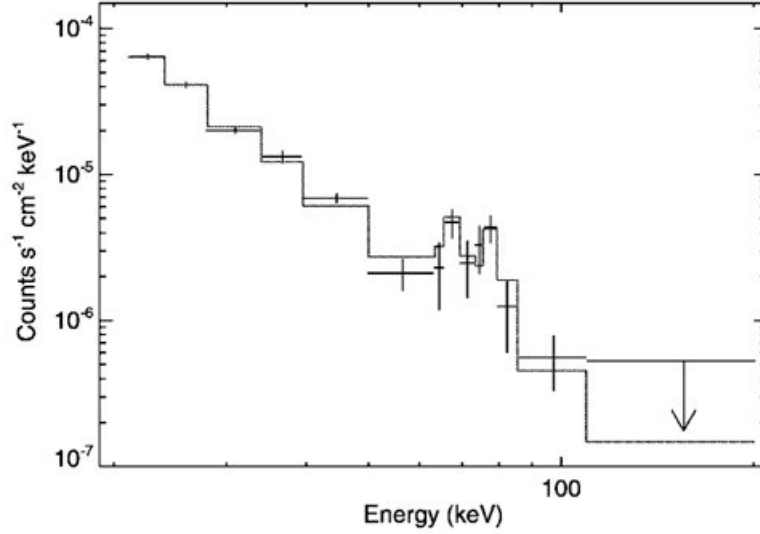


FIG. 5.4 – Spectre de Cassiopée A obtenu par INTEGRAL/IBIS pour les raies basses énergies du  $^{44}\text{Ti}$  [Renaud et al., 2006].

nance de Cassiopée A a effectivement été observée par Iyudin et al. [1994] grâce à des données CGRO/COMPTEL, accréditant par là les théories de nucléosynthèse explosive dans les supernovae. Le flux de  $(7.0 \pm 1.7) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  initialement publié par Iyudin et al. [1994] fut toutefois révisé à  $(3.4 \pm 0.9) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  par Dupraz et al. [1997] à partir d'un jeu de données augmenté. La détection des raies basses énergies à 67.9 et 78.4 keV fut ensuite réalisée par Vink et al. [2001] grâce à l'instrument BeppoSAX/PDS puis par Renaud et al. [2006, voir la Fig. 5.4] grâce à INTEGRAL/IBIS, avec des flux de  $(2.1 \pm 0.7) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  et  $(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  respectivement. La combinaison des trois mesures donne un flux de  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  dans chacune des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . Etant donné l'âge et l'éloignement de Cassiopée A, ce flux implique une masse initiale de  $^{44}\text{Ti}$  d'environ  $1.6 \times 10^{-4} M_{\odot}$  (sous l'hypothèse supplémentaire que le  $^{44}\text{Ti}$  n'est pas fortement ionisé, ce qui pourrait ralentir sa décroissance par capture électronique ; voir Mochizuki et al. [1999]).

Un tel rendement est bien supérieur à la plupart des prédictions théoriques obtenues dans le cadre d'une explosion sphérique. La Fig. 5.5 reproduit la Fig. 5 de Prantzos [2004] et montre les rendements en  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  des plus récents modèles sphériques d'explosion :

- Ceux de Limongi and Chieffi [2003], calculés pour des masses initiales de 15 à  $35 M_{\odot}$  et des énergies d'explosion comprises entre 0.4 et  $1.8 \text{ foe}^2$ .
- Ceux de Rauscher et al. [2002], calculés pour des masses initiales de 15 à  $25 M_{\odot}$

<sup>2</sup>Rappel :  $1 \text{ foe} = 10^{51} \text{ ergs}$  (fifty one ergs)

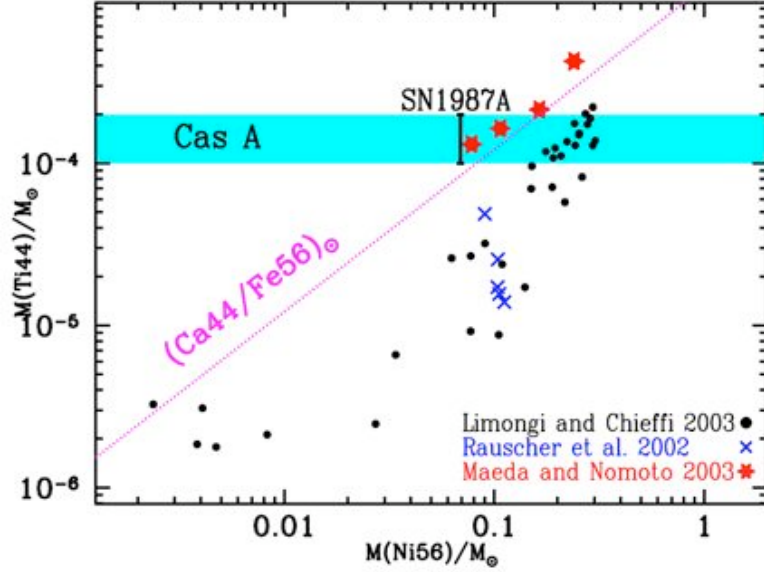


FIG. 5.5 – Comparaison des rendements en  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  déduits pour Cassiopée A et SN1987A aux rendements théoriques de différents modèles [Prantzos, 2004].

et des énergies d'explosion comprises entre 1.2 et 2.3 foe.

La masse initiale de  $^{44}\text{Ti}$  produite par Cassiopée A est également portée sur le graphique pour comparaison, en même temps que celle produite par SN1987A et estimée par modélisation de sa courbe de lumière tardive [Motizuki and Kumagai, 2004].

Les masses de  $^{44}\text{Ti}$  observées sont compatibles avec les modèles les plus énergétiques de chacune des masses initiales considérées par Limongi and Chieffi [2003], mais sont supérieures aux modèles de Rauscher et al. [2002], au mieux d'un facteur 2, au pire d'un facteur 10. Cependant, les masses de  $^{56}\text{Ni}$  impliquées seraient de l'ordre de 0.2-0.3  $M_{\odot}$ , ce qui semble difficilement conciliable avec notre perception des deux événements : dans le cas de SN1987A la masse de  $^{56}\text{Ni}$  éjectée a été estimée à 0.07  $M_{\odot}$  et en ce qui concerne Cassiopée A, la faible luminosité de l'explosion (marginale voire non observée) exclut a priori un rendement important. Cette contradiction apparente a permis par le passé d'invoquer des modèles d'explosion non-sphérique comme solution au dilemme. En effet, les travaux de Nagataki et al. [1997, 1998], basés sur une injection asymétrique d'énergie, et ceux de Maeda and Nomoto [2003], impliquant un processus d'accrétion et d'éjection sous forme de jets bipolaires, ont permis d'aboutir à des rendements en  $^{44}\text{Ti}$  compatibles avec ceux estimés pour Cassiopée A et SN1987A, tout en augmentant le ratio  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$ . Dans les simulations de Maeda and Nomoto [2003], par exemple, la matière stellaire présente sur l'axe des jets hydrodynamiques est portée à des températures bien supérieures à celles qui

auraient été obtenues dans le cas d'une injection isotrope d'énergie ; il en résulte une expansion plus rapide et un alpha-rich freeze-out plus efficace se traduisant par un rendement accru en  $^{44}\text{Ti}$ .

Des travaux ultérieurs, cependant, appellent une lecture différente de la situation. Young et al. [2006] ont étudié l'absorption en direction de Cassiopée A et conclu que l'explosion aurait pu produire jusqu'à  $0.2 M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$  tout en restant compatible avec les observations de 1680. Par ailleurs, la révision de la section efficace de la réaction  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$  par Nassar et al. [2006] implique une augmentation par un facteur 2 des rendements calculés antérieurement. Ces avancées n'excluent en rien l'éventualité d'une explosion asymétrique comme moteur de la nucléosynthèse du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A et SN1987A, mais elles ramènent les modèles sphériques dans la partie. Un problème plus fondamental ressort du travail du The et al. [2006] qui ont montré que l'absence de sources galactiques de  $^{44}\text{Ti}$  autres que Cassiopée A suggère soit que le taux de supernovae galactique est surévalué, soit que les supernovae produisant du  $^{44}\text{Ti}$  revêtent un caractère d'exception.

Face à ces incertitudes, la mission INTEGRAL affichait parmi ses objectifs premiers l'étude des raies du  $^{44}\text{Ti}$ . L'imageur IBIS a détecté sans ambiguïté les raies basse énergie du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A, mais n'a malheureusement découvert aucune autre source galactique [Renaud et al., 2006]. En particulier, la réalité de Vela Jr [Iyudin et al., 1998] n'a pas été confirmée. Quant à l'instrument SPI, sa résolution spectrale devait permettre une analyse de la cinématique du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A, et ainsi nous renseigner sur les conditions de sa nucléosynthèse et donc sur l'explosion qui en est la source.

## 5.2 Les observations SPI de Cassiopée A

### 5.2.1 Les spectres source

L'étude des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A grâce au spectromètre SPI a un objectif double : confirmer et affiner encore la mesure du flux réalisée à ce jour par trois instruments (COMPTEL, PDS et IBIS), et déterminer pour la première fois les caractéristiques spectrales de ces raies gamma. Cependant, si ses performances spectrométriques sont bien supérieures à celles des trois instruments sus-mentionnés, SPI ne permettra d'obtenir que des informations du premier ordre : décalage et élargissement Doppler éventuels des raies. Ces deux grandeurs augmentent, pour une même vitesse physique de la source, linéairement avec l'énergie. Nous nous attendons donc, pour des valeurs raisonnables des vitesses, à observer des raies basses énergies pas ou peu décalées et élargies, et une raie haute énergie beaucoup plus affectée par la cinématique des ejecta. En particulier, pour une vitesse d'expansion suffisamment importante, la raie à 1157.0 keV pourrait être trop étalée et noyée dans les fluctua-



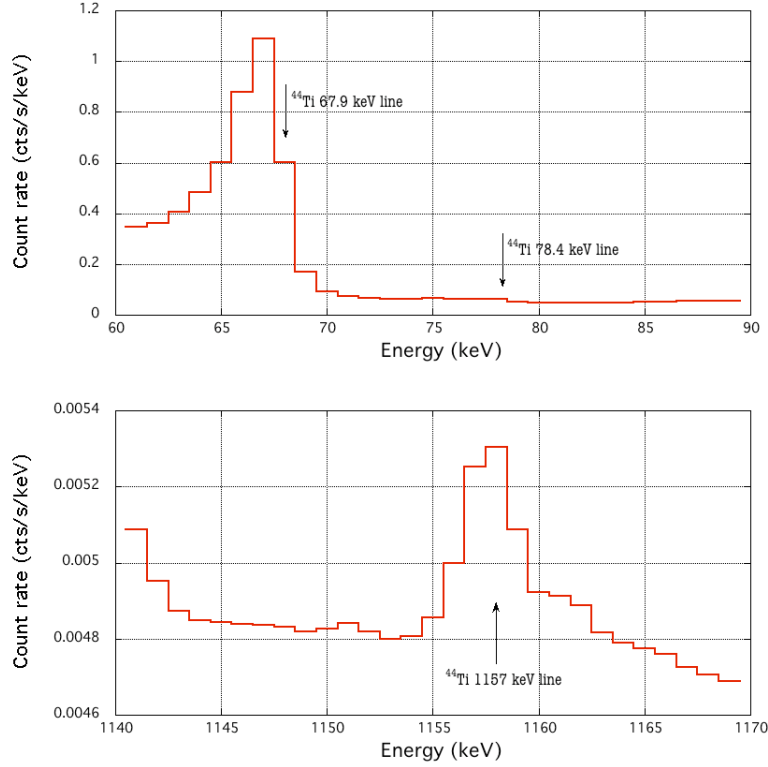


FIG. 5.6 – Spectres bruts délivrés par INTEGRAL/SPI aux énergies des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . En haut autour de 68 et 78 keV, en bas autour de 1157 keV.

tions du bruit de fond instrumental. Dans ce cas, une limite inférieure sur la vitesse d'expansion pourrait être obtenue à partir de la non-détection de la raie haute énergie, pendant que les raies basse énergie fourniraient une limite supérieure.

Les observations SE et ME2 de Cassiopée A réalisées entre les révolutions 19 et 539 ont été analysées, ce qui représente une exposition effective d'environ 4.4 et 6.6 Ms à basse et haute énergie respectivement<sup>3</sup>. L'examen des spectres bruts (dominés par le bruit de fond) donne un aperçu des problèmes qui risquent de compliquer l'extraction du signal provenant de Cassiopée A. La Fig. 5.6 montre tout d'abord que la raie à 67.9 keV sera a priori impossible à observer puisque noyée dans un intense complexe de raies de bruit de fond. Par ailleurs, la raie à 1157.0 keV est naturellement présente dans le bruit de fond; il faudra donc s'assurer autant que possible qu'un éventuel signal source obtenu après analyse n'est pas juste le résidu d'une soustraction in-

<sup>3</sup>Les expositions effectives différentes s'expliquent par le fait que des OGs différents ont été utilisés à basse et haute énergie. Ceci car le bruit de fond instrumental à basse énergie s'est révélé plus difficile à reproduire et qu'un plus grand nombre de pointages ont été exclu.



complète du bruit de fond.

Le traitement des données est décrit en Annexe ; nous ne présenterons dans ce chapitre que les résultats finalement obtenus. Le modèle céleste utilisé pour Cassiopée A est une source ponctuelle (car sa dimension angulaire d'environ 5' est bien inférieure à la résolution angulaire de 2.8° de SPI) en (l,b)=(111.73°,-2.13°) et ce modèle a été ajusté aux données en même temps que les modèles de bruit de fond. Les spectres source à haute et basse énergie sont fournis en Fig. 5.7. Comme attendu, la raie à 67.9 keV est inaccessible à cause d'un bruit de fond trop intense à cette énergie. Un excès faible apparaît vers 77-78 keV avec un flux de  $(2.4 \pm 1.6) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  compatible avec la valeur aujourd'hui admise de  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . La largeur de la raie reflète la résolution spectrale de SPI à cette énergie, mais sa position est en revanche décalée de  $0.8 \pm 0.5 \text{ keV}$  par rapport à l'énergie nominale de 78.4 keV. A haute énergie, aucun signal ne ressort de manière significative, indiquant par là que la raie est vraisemblablement élargie.

### 5.2.2 Estimation des erreurs systématiques

Etant donné la faible significativité des résultats et avant d'entreprendre une quelconque interprétation des spectres obtenus, j'ai réalisé une étude approfondie des erreurs systématiques qui pourraient éventuellement affecter notre analyse des données. Les résidus temporels obtenus après ajustement sont présentés en Annexe. Ils s'avèrent plutôt satisfaisants à haute énergie, avec un  $\chi^2$  réduit de 1.0, qui augmente jusqu'à des valeurs de 2-3 en étudiant les résidus sur de plus longues échelles de temps. Pour ce qui est des basses énergies, les résidus temporels sont un peu moins bons à l'échelle du pointage, avec un  $\chi^2$  réduit de 1.2, et se dégradent également sur le long-terme. Comme expliqué dans le chapitre 3, un tel comportement n'est pas nécessairement dramatique car un effet de moyenne des dérives long-terme intervient pour les OG suffisamment fournis ; par ailleurs, la répercussion des erreurs systématiques de l'espace des données vers les résultats (images, spectres,...) n'est pas automatique.

Afin d'évaluer l'impact réel des erreurs systématiques mises en évidence précédemment, j'ai étudié la distribution des résidus célestes (résidus projetés sur le ciel). Les Figs. 5.8 et 5.9 comparent les résidus célestes obtenus à des résultats de simulation ; les distributions correspondantes sont confrontées en Fig. 5.10. Dans le cas de la raie à 1157.0 keV, les résidus célestes de notre analyse suivent parfaitement la distribution statistique obtenue lorsque le modèle de bruit de fond et le modèle céleste utilisés sont les fonctions vraies. Cela signifie que les écarts systématiques qui subsistent dans l'espace des données n'ont aucune répercussion sur le résultat final (en l'occurrence le spectre). Dans le cas de la raie à 78.4 keV, par contre, la distribution obtenue est plus large que les distributions simulées, ce qui indique clairement qu'après ajustement des modèles de bruit de fond et de ciel, il reste dans l'espace des

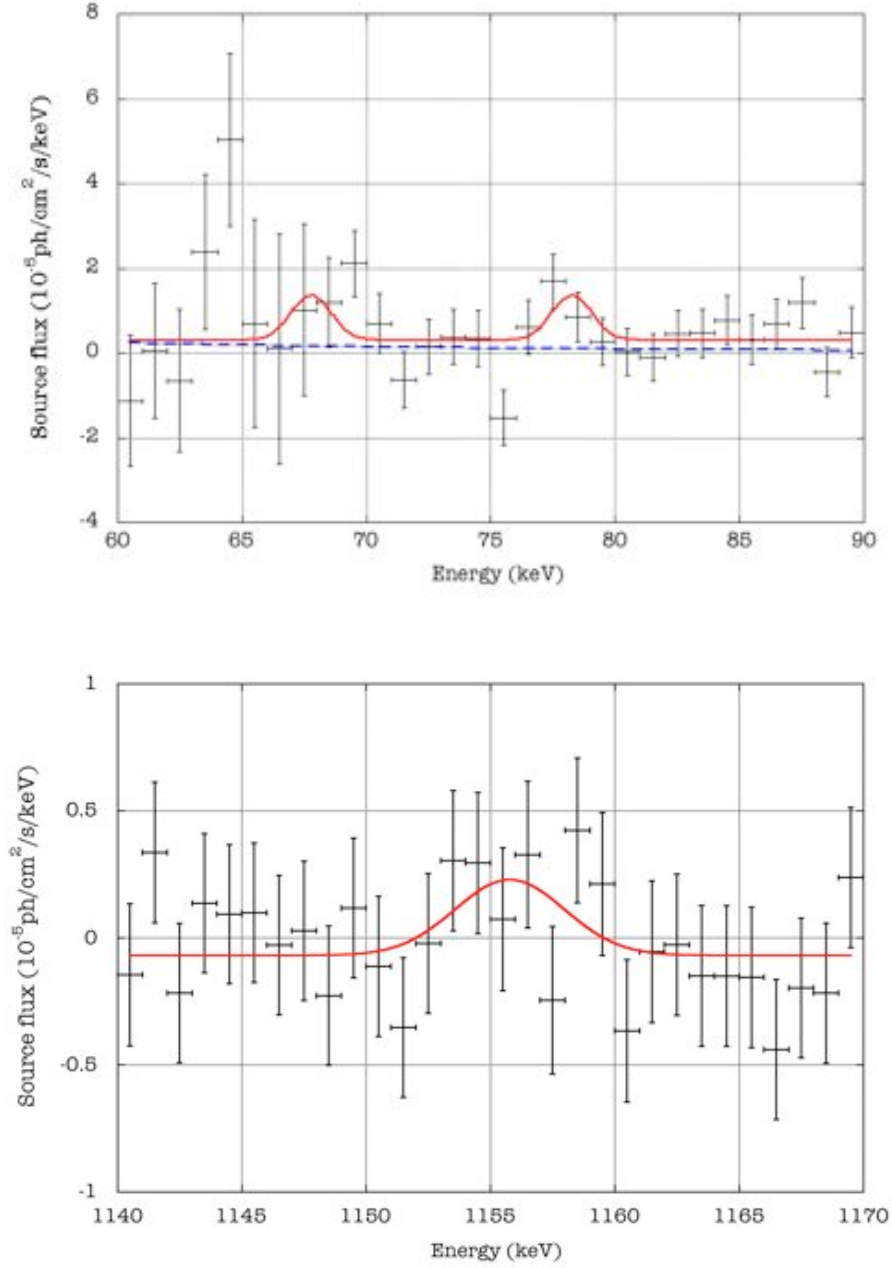


FIG. 5.7 – Spectres de Cassiopée A aux énergies des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . En haut le spectre des raies basse énergie à 67.9 et 78.4 keV, en bas le spectre de la raie haute énergie à 1157.à keV ; les courbes rouges correspondent à un ajustement conjoint des trois raies, la courbe bleu pointillé donne le continuum X-dur de Cassiopée A (d'après Renaud et al. [2006]).

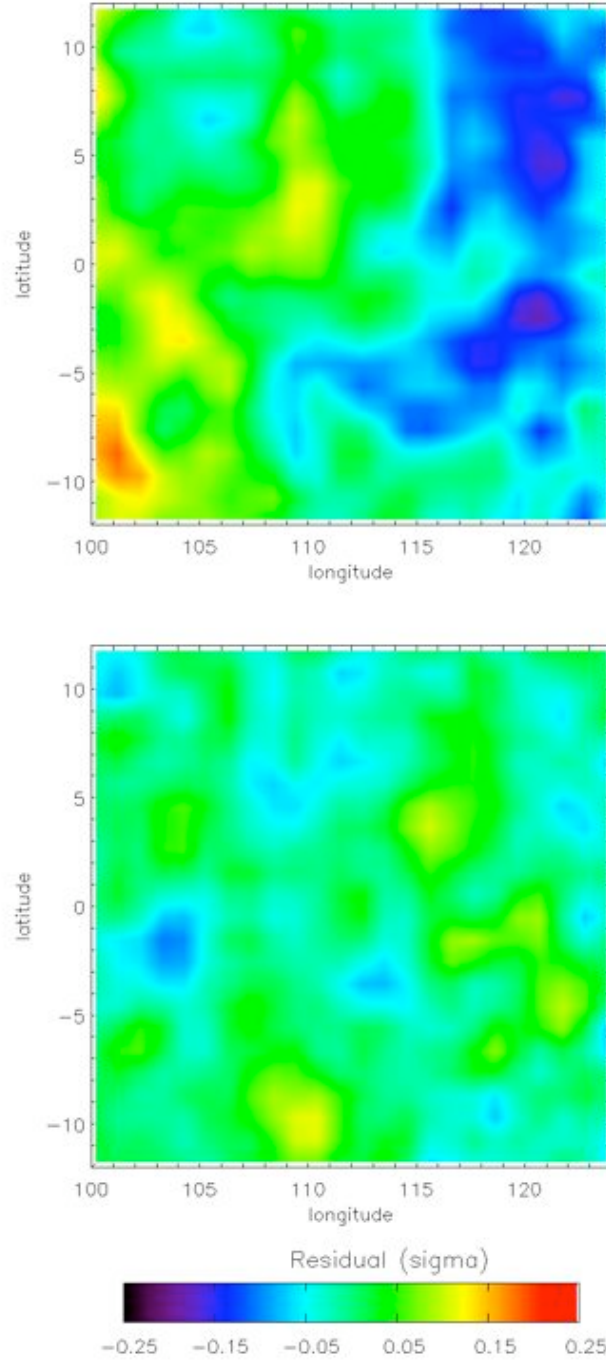


FIG. 5.8 – Images des résidus célestes pour la bande 76-78 keV. En haut, les résidus obtenus à l’issue de notre analyse ; en bas, des résidus purement statistiques issus de simulation.

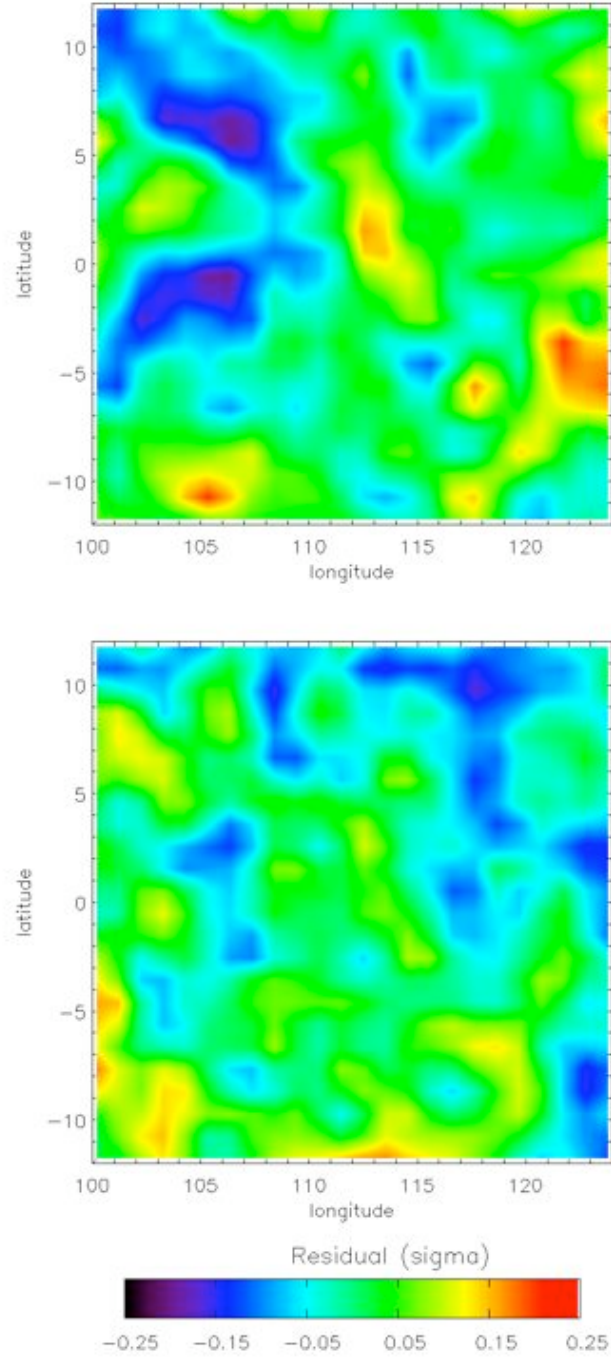


FIG. 5.9 – Images des résidus célestes pour la bande 1150-1165 keV. En haut, les résidus obtenus à l'issue de notre analyse ; en bas, des résidus purement statistiques issus de simulation.

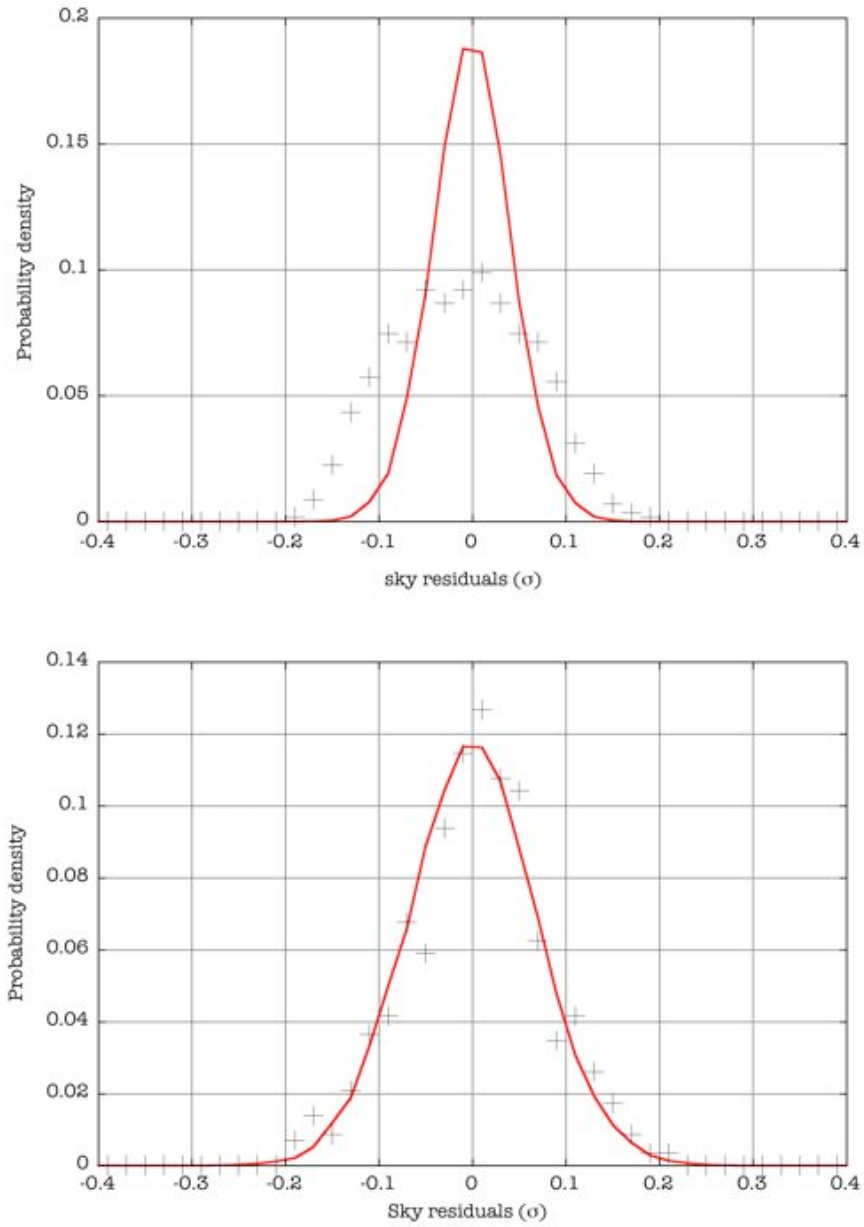


FIG. 5.10 – Distribution des résidus célestes pour l'analyse à 78 keV (haut) et 1157 keV (bas) : en rouge la distribution simulée, donc purement statistique ; les croix noires donnent la distribution observée.

données des écarts systématiques pouvant être indûment compensés par une émission céleste artificielle. Il faut donc ajouter à l'erreur statistique sur le flux une certaine erreur systématique.

A partir de la distribution des résidus célestes, il est possible d'évaluer cette erreur systématique. Sous l'hypothèse que les écarts statistiques et systématiques suivent des distributions gaussiennes (ce qui, d'après les graphes 5.10, semble une supposition raisonnable), la distribution des résidus célestes après analyse est une convolution de la distribution des écarts systématiques par la distribution statistique. Si  $\sigma_{stat}$  est l'écart-type de la distribution des fluctuations statistiques et  $\sigma_{sys}$  l'écart-type de la distribution des écarts systématiques, on a donc :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{sys}^2 = (1 + f^2)\sigma_{stat}^2 \quad \text{avec } f = \frac{\sigma_{sys}}{\sigma_{stat}} \quad (5.1)$$

Le facteur  $f$  est donc le coefficient par lequel il faut multiplier l'incertitude statistique pour obtenir l'erreur systématique. Dans le cas de l'analyse à 78 keV,  $f$  vaut environ 1.7. La prise en compte des erreurs systématiques entame donc sérieusement la significativité d'un résultat déjà très marginal.

Une autre évaluation des erreurs systématiques a été réalisée via le MLR (voir chapitre 3). La source ponctuelle utilisée comme modèle de Cassiopée A a été déplacée sur une centaine de positions à l'intérieur d'un périmètre de  $20^\circ \times 20^\circ$  autour de la position vraie de Cassiopée A. Les valeurs du MLR obtenues pour toutes ces positions après ajustement aux données ont été comparées aux valeurs obtenues par simulation ; les résultats (non présentés ici) confirment les conclusions de l'analyse des résidus célestes : pour l'analyse à 1157 keV la distribution des MLRs dans le champ de Cassiopée A suit la distribution statistique, alors que l'analyse à 78 keV donne des valeurs de MLR globalement trop grandes (à cause de la compensation des trop forts résidus célestes).

En conclusion, la détection de la raie à 67.9 keV est impossible et celle de la raie à 78.4 keV est bien trop incertaine, du point de vue de la statistique comme des systématiques. L'analyse de la raie à 1157.0 keV est, en revanche, propre et dénuée d'erreurs systématiques. Le spectre obtenu, combiné au flux de  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$  estimé grâce à CGRO, PDS et IBIS, nous permet ainsi de donner une limite inférieure à  $2\sigma$  d'environ  $500 \text{ km s}^{-1}$  sur la vitesse moyenne d'expansion du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A (voir Fig. 5.11). Cette valeur est obtenue par le calcul suivant :

$$\begin{aligned} \text{FWHM}_{astro}^2 &= \text{FWHM}_{tot}^2 - \text{FWHM}_{instru}^2 \\ v_{astro} &= \frac{1}{2} \frac{\text{FWHM}_{astro}}{1157.0} \times c \end{aligned} \quad (5.2)$$

où  $\text{FWHM}_{astro}$  désigne la largeur à mi-hauteur du signal astrophysique,  $\text{FWHM}_{instru}$  la résolution spectrale de SPI à 1157 keV (environ 2 keV) et  $\text{FWHM}_{tot}$  la largeur à mi-hauteur du signal obtenu dans le spectre SPI. Cette dernière est la somme

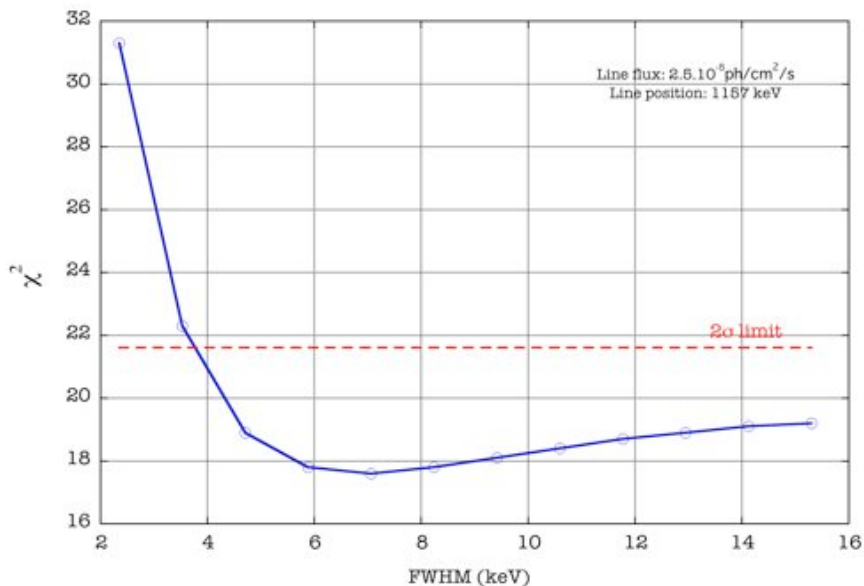


FIG. 5.11 – Contour de  $\chi^2$  pour la largeur totale (astrophysique+instrumentale) de la raie à 1157 keV, en supposant une raie non décalée et un flux de  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$ .

quadratique des deux premières, sous l'hypothèse implicite de la convolution d'un signal astrophysique gaussien par une réponse instrumentale gaussienne. Enfin,  $v_{astro}$  est la vitesse caractéristique associée à l'élargissement Doppler  $\text{FWHM}_{astro}$  et  $c$  est la vitesse de la lumière. Nous allons à présent voir si cette valeur permet de contraindre le mécanisme d'explosion de la supernova qui a donné naissance à Cassiopée A.

### 5.3 Le site de production du $^{44}\text{Ti}$

Nous cherchons ici à contraindre la dynamique des premiers instants de l'explosion au travers de la nucléosynthèse du  $^{44}\text{Ti}$ . Cette nucléosynthèse requiert des conditions extrêmes que l'on ne rencontre qu'à proximité du moteur de la supernova. Identifier le site de production du  $^{44}\text{Ti}$  pourrait potentiellement nous apporter des informations précieuses sur la façon dont l'énergie de l'explosion a été communiquée à l'enveloppe et sur le rôle éventuellement joué par le jet dans ce processus.

SPI ne fournit aucune information détaillée sur la distribution spatiale du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A, dont le diamètre de 5' est bien inférieur à la résolution angulaire de  $2.8^\circ$  de l'instrument. Néanmoins, notre limite inférieure sur la vitesse d'expansion,

combinée à des considérations sur la nucléosynthèse du  $^{44}\text{Ti}$ , peut être interprétée dans le cadre du grand nombre d'observations et d'études réalisées sur Cassiopée A. En particulier, puisque le  $^{44}\text{Ti}$  est synthétisé par combustion explosive du Si, une forte corrélation spatiale entre le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$  est à prévoir. Un inventaire du Fe présent dans Cassiopée A s'impose donc.

### 5.3.1 Le fer présent dans Cassiopée A

Les observations Chandra de Cassiopée A montrent une émission de la raie K du Fe en provenance des régions sud-est, ouest et nord-ouest du vestige [Hughes et al., 2000, Hwang et al., 2000]. Hwang and Laming [2003] ont par la suite identifié dans la zone sud-est un ensemble de fragments riches en Fe et même ce qui semble être un nuage de Fe pur. Tout ce Fe appartient vraisemblablement à des parcelles de la couche de combustion explosive du Si qui auraient diffusé jusqu'à l'enveloppe à la suite d'instabilités Rayleigh-Taylor accompagnant l'explosion [Kifonidis et al., 2003]. La fraction exacte de Fe susceptible d'avoir connu cette évolution demeure toutefois incertaine. Hwang and Laming [2003] estiment que ces fragments, rendus "visibles" en X par la compression subie à la traversée du choc retour, ne contiennent que quelques % de la quantité totale de Fe produite dans l'explosion, dont la majeure partie est probablement encore en expansion libre à l'intérieur du choc retour. Cependant, les auteurs soulignent qu'une certaine quantité de Fe pourraient bien être présente plus loin en aval du choc retour et/ou plus proche de celui-ci, et être présentement indétectable en X à cause respectivement d'une température trop basse (résultant du refroidissement radiatif après traversée du choc retour) ou d'une densité trop basse (liée au profil de densité en aval du choc retour).

Willingale et al. [2002, 2003] ont fait une étude spectrale de Cassiopée couvrant la totalité de l'objet, et ont ainsi déterminé que la masse d'ejecta comprimé par le choc retour s'élève à  $2.2 M_{\odot}$ , tandis que la masse de milieu inter- ou circumstellaire avalé par le choc avant atteint  $7.9 M_{\odot}$ . Grâce aux abondances déterminées lors de la modélisation spectrale de chaque pixel de leur image, les auteurs ont calculé que la masse totale de Fe actuellement visible en X est de  $0.058 M_{\odot}$ , ce qui représente une fraction non-négligeable des  $0.1 M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$  typiquement produit dans une supernova. Même en prenant en compte le fait qu'une certaine quantité de Fe était peut-être présente initialement dans l'étoile, à cause d'une métallicité initiale non-nulle du progéniteur, cela représente toujours  $0.04 M_{\odot}$  (pour une métallicité initiale solaire). Si nous considérons par ailleurs, comme suggéré par Hwang and Laming [2003], qu'une certaine quantité de Fe n'émettant pas ou peu en X (à cause d'un milieu trop froid ou pas assez dense) existe dans la couche d'ejecta choqué, il semble probable qu'une importante quantité de Fe soit aujourd'hui présente en aval du choc retour. Le reste de la masse de Fe produite dans l'explosion pourrait alors être soit en expansion libre en amont du choc retour, soit dans le jet (et peut-être aussi le contre-



jet). Comme confirmation de cette dernière possibilité, Laming et al. [2006] a montré que l'intensité de la raie K du Fe augmente le long du jet, ce qui pourrait indiquer une abondance croissante de Fe le long du jet<sup>4</sup> et la présence à son extrémité d'une quantité importante de Fe aujourd'hui invisible en X par suite de son refroidissement radiatif et de son expansion<sup>5</sup>.

Le Fe serait donc présent en trois endroits dans Cassiopée A : deux sites avérés qui sont le jet et la couche d'ejecta choqué, et un site vraisemblable, sur des arguments de nucléosynthèse, qui est la couche d'ejecta non choqué et en expansion libre. Jusqu'à récemment, la quantité totale de Fe synthétisé dans l'explosion demeurerait mal contrainte. Young et al. [2006] ont montré qu'au plus  $0.2 M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$  ont pu être produit. Par ailleurs, l'identification récente de Cassiopée A comme vestige d'une SNI Ib permet de restreindre plus encore l'intervalle ; les rendements en  $^{56}\text{Ni}$  estimés pour SN1993J, paradigme de SNI Ib, vont de  $0.07$  à  $0.15 M_{\odot}$  [voir Krause et al., 2008, et références associées], à comparer au  $0.04$ - $0.06 M_{\odot}$  recensé pour Cassiopée A. Il est donc possible qu'entre  $0.01$  et  $0.11 M_{\odot}$  de Fe soient aujourd'hui présents dans Cassiopée A mais inaccessibles à nos télescopes X.

#### 5.3.2 La cinématique actuelle de Cassiopée A

Examinons à présent les caractéristiques cinématiques de chacun de ces sites. En ce qui concerne la zone d'ejecta choqué, les travaux de Willingale et al. [2002, 2003] ont abouti à des vitesses radiales (rms) de l'ordre de  $1700$ - $1800 \text{ km s}^{-1}$ . La vitesse d'expansion libre au niveau du choc retour a été estimée à environ  $5000 \text{ km s}^{-1}$  par Morse et al. [2004] à partir de l'étude ballistique de fragments optiques et décroît a priori jusqu'à une valeur nulle (à la position du mass-cut) en se dirigeant vers le centre de Cassiopée A. Par ailleurs, Hwang and Laming [2003] et Laming and Hwang [2003] ont déterminé à partir de modèles hydrodynamiques analytiques qu'environ  $0.2 M_{\odot}$  d'ejecta étaient toujours en expansion libre, ce qui laisse suffisamment de place pour du Fe non choqué au centre de Cassiopée A. Pour ce qui est du jet, aucune estimation de vitesse (à ma connaissance) n'a été réalisée. En revanche, il est établi que la région du jet a été le lieu d'une injection accrue d'énergie avec toutefois un degré d'asymétrie modeste, loin de ceux nécessaires à l'éruption d'un sursaut gamma [Laming and Hwang, 2003, Laming et al., 2006]. Dans les modèles d'explosion bipolaire de Maeda and Nomoto [2003], l'évolution hydrodynamique de la supernova conduit à une inversion chimique le long des jets : le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$  se retrouvent à la tête du jet, avec des vitesses de l'ordre de  $20000 \text{ km s}^{-1}$ , suivis

---

<sup>4</sup>En soi, l'intensité croissante de la raie K du Fe ne permet pas de conclure à une abondance croissante, mais Laming et al. [2006] ont également observé une tendance similaire sur les abondances obtenues par modélisation spectrale.

<sup>5</sup>Une hypothèse renforcée par le fait que le refroidissement radiatif est d'autant plus efficace que l'abondance de Fe est importante (toutes choses égales par ailleurs).

par le  $^{28}\text{Si}$  et l' $^{16}\text{O}$ . L'applicabilité du travail de Maeda and Nomoto [2003] au cas de Cassiopée A n'est pas directe, dans la mesure où leurs calculs ont été réalisés pour des masses de presupernova de 8 et  $16 M_{\odot}$  (alors que la masse avant explosion de Cassiopée A semble autour de  $4 M_{\odot}$  et celle de SN1993J entre 3 et  $6 M_{\odot}$ ), et que le degré d'asymétrie de leur explosion est maximal (alors qu'il semble modéré pour Cassiopée A). Cependant, l'inversion chimique observée dans leurs simulations fait écho à l'abondance croissante de Fe le long du jet suggérée par [Laming et al., 2006], mais également au ratio S/O croissant observé par van den Bergh [1971], Fesen [2001] dans les FMKs optiques du jet. Nous retiendrons donc, pour l'hypothèse d'une production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les jets de Cassiopée A, une vitesse associée de  $20000 \text{ km s}^{-1}$ . Sachant que les jets de Cassiopée A se situent à l'intérieur d'un angle de  $\pm 20^\circ$  par rapport au plan du ciel [Fesen, 2001], la vitesse apparente d'expansion du  $^{44}\text{Ti}$  le long de la ligne de visée est donc au maximum de l'ordre de  $6800 \text{ km s}^{-1}$ .

Les trois sites possibles de présence du  $^{44}\text{Ti}$  se caractérisent donc par des vitesses apparentes d'expansion de :

- $1700\text{-}1800 \text{ km s}^{-1}$  pour la couche d'ejecta choqué.
- $0\text{-}5000 \text{ km s}^{-1}$  pour la couche d'ejecta en expansion libre.
- $\leq 6800 \text{ km s}^{-1}$  pour le jet.

Notre limite inférieure de  $500 \text{ km s}^{-1}$  sur la vitesse d'expansion du  $^{44}\text{Ti}$  ne permet donc ni de favoriser ni d'éliminer aucune de ces trois options. En revanche, il semble exclu que le  $^{44}\text{Ti}$  se situe à proximité du mass-cut, dont la vitesse est théoriquement nulle, contrairement à ce qui est prédit par les modèles parfaitement sphériques.

## 5.4 Synthèse

Les résultats de cette analyse des raies du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A sont en deçà des attentes placées initialement dans INTEGRAL. A cause d'un fort bruit de fond instrumental dont la variabilité n'a pu être reproduite avec précision, la détection des deux raies basse énergie n'a pas été possible. A  $1157 \text{ keV}$ , aucun signal n'a été décelé de manière significative. Après avoir soigneusement vérifié que l'analyse correspondante est dénuée d'erreurs systématiques liées à la modélisation du bruit de fond, il a été établi que cette absence de signal s'expliquait par un élargissement Doppler à une vitesse d'au moins  $500 \text{ km s}^{-1}$ .

Cette limite inférieure sur la vitesse d'expansion du  $^{44}\text{Ti}$  a été confrontée à l'ensemble des informations d'ordre cinématique déduites d'observations en optique et en X de Cassiopée A. Il en ressort que notre résultat ne permet pas d'isoler le  $^{44}\text{Ti}$  à l'intérieur du vestige et nous renseigne donc peu sur les conditions de sa nucléosynthèse. La seule conclusion qui nous soit accessible est que le  $^{44}\text{Ti}$  ne se situe pas à la limite du mass-cut, dont la vitesse est théoriquement nulle, contrairement à ce qui est obtenu dans les modèles parfaitement sphériques.

# Bibliographie

- W. B. Ashworth, Jr. A Probable Flamsteed Observations of the Cassiopeia-A Supernova. *Journal for the History of Astronomy*, 11 :1–+, 1980.
- R. A. Chevalier and R. P. Kirshner. Abundance inhomogeneities in the Cassiopeia A supernova remnant. *ApJ*, 233 :154–162, October 1979. doi : 10.1086/157377.
- R. A. Chevalier and J. Oishi. Cassiopeia A and Its Clumpy Presupernova Wind. *ApJ*, 593 :L23–L26, August 2003. doi : 10.1086/377572.
- C. Dupraz, H. Bloemen, K. Bennett, R. Diehl, W. Hermsen, A. F. Iyudin, J. Ryan, and V. Schoenfelder. COMPTEL three-year search for galactic sources of  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray line emission at 1.157MeV. *A&A*, 324 :683–689, August 1997.
- R. A. Fesen. An Optical Survey of Outlying Ejecta in Cassiopeia A : Evidence for a Turbulent, Asymmetric Explosion. *ApJS*, 133 :161–186, March 2001. doi : 10.1086/319181.
- R. A. Fesen and R. H. Becker. New clues to the Cassiopeia A supernova progenitor. *ApJ*, 371 :621–625, April 1991. doi : 10.1086/169926.
- R. A. Fesen, R. H. Becker, and W. P. Blair. Discovery of fast-moving nitrogen-rich ejecta in the supernova remnant Cassiopeia A. *ApJ*, 313 :378–388, February 1987. doi : 10.1086/164974.
- R. A. Fesen, M. C. Hammell, J. Morse, R. A. Chevalier, K. J. Borkowski, M. A. Dopita, C. L. Gerardy, S. S. Lawrence, J. C. Raymond, and S. van den Bergh. The Expansion Asymmetry and Age of the Cassiopeia A Supernova Remnant. *ApJ*, 645 :283–292, July 2006a. doi : 10.1086/504254.
- R. A. Fesen, M. C. Hammell, J. Morse, R. A. Chevalier, K. J. Borkowski, M. A. Dopita, C. L. Gerardy, S. S. Lawrence, J. C. Raymond, and S. van den Bergh. Discovery of Outlying High-Velocity Oxygen-Rich Ejecta in Cassiopeia A. *ApJ*, 636 :859–872, January 2006b. doi : 10.1086/498092.

- J. P. Hughes, C. E. Rakowski, D. N. Burrows, and P. O. Slane. Nucleosynthesis and Mixing in Cassiopeia A. *ApJ*, 528 :L109–L113, January 2000. doi : 10.1086/312438.
- U. Hwang and J. M. Laming. Where Was the Iron Synthesized in Cassiopeia A? *ApJ*, 597 :362–373, November 2003. doi : 10.1086/378269.
- U. Hwang, S. S. Holt, and R. Petre. Mapping the X-Ray-emitting Ejecta in Cassiopeia A with Chandra. *ApJ*, 537 :L119–L122, July 2000. doi : 10.1086/312776.
- U. Hwang, J. M. Laming, C. Badenes, F. Berendse, J. Blondin, D. Cioffi, T. DeLaney, D. Dewey, R. Fesen, K. A. Flanagan, C. L. Fryer, P. Ghavamian, J. P. Hughes, J. A. Morse, P. P. Plucinsky, R. Petre, M. Pohl, L. Rudnick, R. Sankrit, P. O. Slane, R. K. Smith, J. Vink, and J. S. Warren. A Million Second Chandra View of Cassiopeia A. *ApJ*, 615 :L117–L120, November 2004. doi : 10.1086/426186.
- A. F. Iyudin, R. Diehl, H. Bloemen, W. Hermsen, G. G. Lichti, D. Morris, J. Ryan, V. Schoenfelder, H. Steinle, M. Varendorff, C. de Vries, and C. Winkler. COMPTEL observations of Ti-44 gamma-ray line emission from CAS A. *A&A*, 284 :L1–L4, April 1994.
- A. F. Iyudin, V. Schönfelder, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, G. G. Lichti, R. D. van der Meulen, J. Ryan, and C. Winkler. Emission from  $^{44}\text{Ti}$  associated with a previously unknown Galactic supernova. *Nature*, 396 :142–144, November 1998. doi : 10.1038/24106.
- K.G. Jansky. *Proc. I.R.E.*, 21 :1387, octobre 1933.
- K. Kifonidis, T. Plewa, H.-T. Janka, and E. Müller. Non-spherical core collapse supernovae. I. Neutrino-driven convection, Rayleigh-Taylor instabilities, and the formation and propagation of metal clumps. *A&A*, 408 :621–649, September 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20030863.
- O. Krause, S. M. Birkmann, T. Usuda, T. Hattori, M. Goto, G. H. Rieke, and K. A. Misselt. The Cassiopeia A Supernova Was of Type IIb. *Science*, 320 :1195–, May 2008. doi : 10.1126/science.1155788.
- J. M. Laming and U. Hwang. On the Determination of Ejecta Structure and Explosion Asymmetry from the X-Ray Knots of Cassiopeia A. *ApJ*, 597 :347–361, November 2003. doi : 10.1086/378268.
- J. M. Laming, U. Hwang, B. Radics, G. Lekli, and E. Takács. The Polar Regions of Cassiopeia A : The Aftermath of a Gamma-Ray Burst? *ApJ*, 644 :260–273, June 2006. doi : 10.1086/503553.

- M. Limongi and A. Chieffi. Evolution, Explosion, and Nucleosynthesis of Core-Collapse Supernovae. *ApJ*, 592 :404–433, July 2003. doi : 10.1086/375703.
- K. Maeda and K. Nomoto. Bipolar Supernova Explosions : Nucleosynthesis and Implications for Abundances in Extremely Metal-Poor Stars. *ApJ*, 598 :1163–1200, December 2003. doi : 10.1086/378948.
- Y. Mochizuki, K. Takahashi, H.-T. Janka, W. Hillebrandt, and R. Diehl.  $^{44}\text{Ti}$  : its effective decay rate in young supernova remnants, and its abundance in Cassiopeia A. *A&A*, 346 :831–842, June 1999.
- J. A. Morse, R. A. Fesen, R. A. Chevalier, K. J. Borkowski, C. L. Gerardy, S. S. Lawrence, and S. van den Bergh. Location of the Optical Reverse Shock in the Cassiopeia A Supernova Remnant. *ApJ*, 614 :727–736, October 2004. doi : 10.1086/423709.
- Y. Motizuki and S. Kumagai. Radioactivity of the Key Isotope  $^{44}\text{Ti}$  in SN 1987A. In M. Arnould, M. Lewitowicz, G. Münzenberg, H. Akimune, M. Ohta, H. Utsunomiya, T. Wada, and T. Yamagata, editors, *Tours Symposium on Nuclear Physics V*, volume 704 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 369–374, April 2004. doi : 10.1063/1.1737130.
- S. Nagataki, M.-A. Hashimoto, K. Sato, and S. Yamada. Explosive Nucleosynthesis in Axisymmetrically Deformed Type II Supernovae. *ApJ*, 486 :1026–+, September 1997. doi : 10.1086/304565.
- S. Nagataki, M.-A. Hashimoto, K. Sato, S. Yamada, and Y. S. Mochizuki. The High Ratio of  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$  in Cassiopeia A and the Axisymmetric Collapse-driven Supernova Explosion. *ApJ*, 492 :L45–+, January 1998. doi : 10.1086/311089.
- H. Nassar, M. Paul, I. Ahmad, Y. Ben-Dov, J. Caggiano, S. Ghelberg, S. Goriely, J. P. Greene, M. Hass, A. Heger, A. Heinz, D. J. Henderson, R. V. Janssens, C. L. Jiang, Y. Kashiv, B. S. Nara Singh, A. Ofan, R. C. Pardo, T. Pennington, K. E. Rehm, G. Savard, R. Scott, and R. Vondrasek.  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$  Reaction in the Energy Regime of Supernova Nucleosynthesis. *Physical Review Letters*, 96(4) :041102–+, February 2006. doi : 10.1103/PhysRevLett.96.041102.
- N. Prantzos. Astrophysical Gamma-Ray Lines : A Probe of Stellar Nucleosynthesis and Star Formation. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler, editors, *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, volume 552 of *ESA Special Publication*, pages 15–+, October 2004.

- T. Rauscher, A. Heger, R. D. Hoffman, and S. E. Woosley. Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics. *ApJ*, 576 :323–348, September 2002. doi : 10.1086/341728.
- J. E. Reed, J. J. Hester, A. C. Fabian, and P. F. Winkler. The Three-dimensional Structure of the Cassiopeia A Supernova Remnant. I. The Spherical Shell. *ApJ*, 440 :706–+, February 1995. doi : 10.1086/175308.
- M. Renaud, J. Vink, A. Decourchelle, F. Lebrun, P. R. d. Hartog, R. Terrier, C. Couvreur, J. Knödseder, P. Martin, N. Prantzos, A. M. Bykov, and H. Bloemen. The Signature of  $^{44}\text{Ti}$  in Cassiopeia A Revealed by IBIS/ISGRI on INTEGRAL. *ApJ*, 647 :L41–L44, August 2006. doi : 10.1086/507300.
- S. P. Reynolds, K. J. Borkowski, D. A. Green, U. Hwang, I. Harrus, and R. Petre. The Youngest Galactic Supernova Remnant : G1.9+0.3. *ArXiv e-prints*, 803, March 2008.
- F. R. Stephenson and D. A. Green. A reappraisal of some proposed historical supernovae. *Journal for the History of Astronomy*, 36 :217–229, May 2005.
- L.-S. The, D. D. Clayton, R. Diehl, D. H. Hartmann, A. F. Iyudin, M. D. Leising, B. S. Meyer, Y. Motizuki, and V. Schönfelder. Are  $^{44}\text{Ti}$ -producing supernovae exceptional? *A&A*, 450 :1037–1050, May 2006. doi : 10.1051/0004-6361 :20054626.
- J. R. Thorstensen, R. A. Fesen, and S. van den Bergh. The Expansion Center and Dynamical Age of the Galactic Supernova Remnant Cassiopeia A. *AJ*, 122 :297–307, July 2001. doi : 10.1086/321138.
- S. van den Bergh. Optical Studies of Cassiopeia a. III. Spectra of the Supernova Remnant. *ApJ*, 165 :457–+, May 1971.
- J. Vink. X- and  $\gamma$ -ray studies of Cas A : exposing core collapse to the core. *New Astronomy Review*, 48 :61–67, February 2004. doi : 10.1016/j.newar.2003.11.008.
- J. Vink, J. M. Laming, J. S. Kaastra, J. A. M. Bleeker, H. Bloemen, and U. Oberlack. Detection of the 67.9 and 78.4 keV Lines Associated with the Radioactive Decay of  $^{44}\text{Ti}$  in Cassiopeia A. *ApJ*, 560 :L79–L82, October 2001. doi : 10.1086/324172.
- R. Willingale, J. A. M. Bleeker, K. J. van der Heyden, J. S. Kaastra, and J. Vink. X-ray spectral imaging and Doppler mapping of Cassiopeia A. *A&A*, 381 :1039–1048, January 2002. doi : 10.1051/0004-6361 :20011614.
- R. Willingale, J. A. M. Bleeker, K. J. van der Heyden, and J. S. Kaastra. The mass and energy budget of Cassiopeia A. *A&A*, 398 :1021–1028, February 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20021554.

## Bibliographie

---

P. A. Young, C. L. Fryer, A. Hungerford, D. Arnett, G. Rockefeller, F. X. Timmes, B. Voit, C. Meakin, and K. A. Eriksen. Constraints on the Progenitor of Cassiopeia A. *ApJ*, 640 :891–900, April 2006. doi : 10.1086/500108.

## Chapitre 6

# L'activité stellaire de la Galaxie révélée par l' $^{26}\text{Al}$ et le $^{60}\text{Fe}$

### 6.1 Historique de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$

#### 6.1.1 Des années 1970 à COMPTEL...

L'histoire de l' $^{26}\text{Al}$  commence avec les calculs de nucléosynthèse de Arnett [1969], qui prédirent que la combustion explosive du carbone génère de petites quantités de ce radio-isotope. La production d' $^{26}\text{Al}$  dans la Galaxie fut démontrée par la mise en évidence d'anomalies isotopiques dans des cristaux de la météorite d'Allende [Lee et al., 1977]. Des excès de  $^{26}\text{Mg}$  suggèrent en effet la présence d' $^{26}\text{Al}$  au moment de la condensation du Système Solaire. La courte durée de vie de l'isotope, en comparaison de l'âge de l'Univers, implique qu'un événement nucléosynthétique a enrichi la nébuleuse proto-solaire en  $^{26}\text{Al}$  dans les quelques millions d'années précédant la formation du Système Solaire<sup>1</sup>. La présence d' $^{26}\text{Al}$  au moment de l'édification du Système Solaire est primordiale dans la mesure où la décroissance de l'isotope constitue une source de chaleur importante, potentiellement responsable de la différenciation chimique des planètes.

Les années 70 ont donc vu de nombreuses recherches porter sur les sites probables de synthèse de l' $^{26}\text{Al}$  afin d'éclaircir et de quantifier le rôle de l' $^{26}\text{Al}$  dans la formation de notre Système Solaire. La plupart des sites de combustion explosive des supernovae [Arnett, 1969, Schramm, 1971, Chance and Harris, 1979] et certaines phases de combustion hydrostatique des étoiles massives [Arnett and Wefel, 1978] ont été proposés, en même temps que les explosions de novae [Clayton and Hoyle, 1976, Arnould et al., 1980] ou les pulsations thermiques des étoiles AGB [Norgaard, 1980].

---

<sup>1</sup>L'événement en question est peut-être d'ailleurs à l'origine de la formation du Système Solaire en ayant provoqué l'effondrement d'une masse de gaz en nébuleuse proto-solaire.



La découverte d'un signal céleste de décroissance à 1809 keV de l' $^{26}\text{Al}$  par Mahoney et al. [1982, 1984] à partir d'observations du satellite HEAO-3 confirma avec éclat la réalité de l'activité nucléosynthétique de la Galaxie, et signa par là même l'acte de naissance de l'astronomie gamma nucléaire. L'étude de la nucléosynthèse de l' $^{26}\text{Al}$  prenait alors une dimension supplémentaire. Toutefois, le manque d'information solide sur la distribution spatiale de l'émission à 1809 keV ainsi que les incertitudes sur les rendements des différentes sources possibles ne permettaient alors pas d'en privilégier une par rapport aux autres. Le dilemme fut finalement levé dans les années 90 grâce à l'observatoire CGRO de la NASA (et en particulier à l'instrument COMPTEL) qui fournit la première carte complète du ciel dans la raie de l' $^{26}\text{Al}$ . Le résultat final, obtenu après 9 années d'opération, montre clairement une émission d'origine galactique [Plüschke et al., 2001], excluant par la même un scénario local [Morfill and Hartquist, 1985, Diehl et al., 1994] ou de source ponctuelle au centre galactique [Hillebrandt et al., 1986]. La comparaison de cette carte avec des panoramas de la Galaxie à d'autres longueurs d'onde révéla une forte corrélation entre la distribution spatiale de l'émission gamma à 1809 keV et celle du rayonnement de bremsstrahlung observé en radio à 53 GHz par COBE/DMR [Knödlseeder et al., 1999a]. La carte DMR trace le gaz interstellaire ionisé par l'intense continuum de Lyman des étoiles massives, et sa forte ressemblance avec la carte COMPTEL suggère alors que les étoiles massives sont la principale source de l' $^{26}\text{Al}$  galactique.

### 6.1.2 De COMPTEL à INTEGRAL... ?

Au moment du lancement d'INTEGRAL, en 2002, le problème de l' $^{26}\text{Al}$  s'était donc considérablement éclairci : les observations de COMPTEL avaient révélé la distribution céleste du rayonnement à 1809 keV et permis d'identifier la source dominante du radio-isotope. Les interrogations sur l'origine de l' $^{26}\text{Al}$  se sont alors déplacées du type d'objet aux processus exacts de nucléosynthèse et d'éjection. Les deux possibilités envisagées alors étaient les supernovae de type II et les étoiles de type Wolf-Rayet via leurs vents puissants. Dans cette quête pour la source exacte de l' $^{26}\text{Al}$ , un autre radio-isotope acquit une importance grandissante : le  $^{60}\text{Fe}$ . Ce dernier est produit par capture neutronique rapide durant la combustion en couche de l'He et du C dans les étoiles massives, ainsi que lors des explosions de supernova [Clayton, 1971]. Il est quasi-uniquement libéré lors de l'explosion de l'étoile, et présenterait, d'après les calculs de nucléosynthèse, des flux à 1173.2 et 1332.5 keV du même ordre de grandeur que ceux de l' $^{26}\text{Al}$  [Ramaty and Lingenfelter, 1977]. Le flux total observé dans les raies du  $^{60}\text{Fe}$  est en fait 6-8 fois inférieur à celui enregistré à 1809 keV, ce qui explique que leur détection n'ait été réalisée que très récemment. La première mise en évidence est due à Smith [2004], qui observa avec RHESSI un flux de  $(3.6 \pm 1.4) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , et fut suivie par deux détections SPI à un niveau de  $(3.7 \pm 1.1)$  puis  $(4.4 \pm 0.9) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [Harris et al., 2005, Wang et al., 2007]. Le

$^{60}\text{Fe}$  tracerait ainsi les seules supernovae, et des observations conjointes des signaux célestes à 1809 et 1173/1332 keV pourraient alors permettre de démêler la contribution des vents stellaires de celle des explosions de supernova dans l'injection d' $^{26}\text{Al}$  dans l'ISM. La situation, toutefois, n'est pas simple puisque d'autres sources de  $^{60}\text{Fe}$  ont été proposées, telles les supernovae de type Ia [Woosley, 1997] ou les étoiles AGB [Karakas and Lattanzio, 2007].

L'étude de la nucléosynthèse galactique de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  demeure donc un sujet relativement complexe. S'il semble à présent fermement établi que les étoiles massives fournissent l'essentiel de l' $^{26}\text{Al}$ , la multiplicité des sources possibles de  $^{60}\text{Fe}$  rend une étude conjointe des deux isotopes particulièrement ardue ; d'autant plus que la métallicité initiale des étoiles massives influe considérablement sur les rendements et les contributions respectives des vents stellaires et des supernovae. Les différentes sources possibles d' $^{26}\text{Al}$  et de  $^{60}\text{Fe}$  diffèrent en densité ou fréquence et distribution spatiale ; la détermination des origines de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  galactiques requiert donc une approche photométrique autant que cartographique. Les contraintes observationnelles à respecter ne sont pas seulement les flux observés, mais aussi et surtout la distribution dans le plan galactique de leur intensité et de leur ratio. Nous allons à présent voir quelles sont aujourd'hui les données observationnelles dont nous disposons, et comment elles se confrontent aux modèles les plus récents.

## 6.2 La Galaxie radioactive vue par SPI

### 6.2.1 L'émission galactique à 1809 keV

Nous allons présenter dans cette partie les observations SPI de la Galaxie dans les raies de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . Afin de ne pas trop alourdir le texte, seuls les résultats sont discutés ici. Le détail du traitement des données, en particulier la modélisation du bruit de fond aux énergies concernées, est fourni en Annexe.

La distribution galactique de l'émission à 1809 keV de l' $^{26}\text{Al}$ , obtenue par la méthode de déconvolution MREM [Knödlseeder et al., 1999b] à partir de 4 ans de données SPI environ (révolutions 19 à 484), est présentée en Fig. 6.1 pour les SE et les ME2. La carte COMPTEL correspondant aux 9 années d'exploitation de l'instrument [Plüschke et al., 2001] y est également figurée pour comparaison. On remarque immédiatement que la carte COMPTEL est fortement bruitée par rapport aux cartes SPI, une différence due aux algorithmes utilisés. Dans le cas de la carte COMPTEL, il s'agit de la méthode classique du Maximum d'Entropie alors que les cartes SPI ont été produites par la méthode MREM (Multi-Resolution Expectation Maximisation, Knödlseeder et al. [1999b]), qui réalise un filtrage par ondelettes des fluctuations de courte échelle angulaire pour ne laisser dans l'image que les structures significatives et compatibles avec la résolution de l'instrument. Du point de vue de la morphologie glo-

## 6.2. La Galaxie radioactive vue par SPI

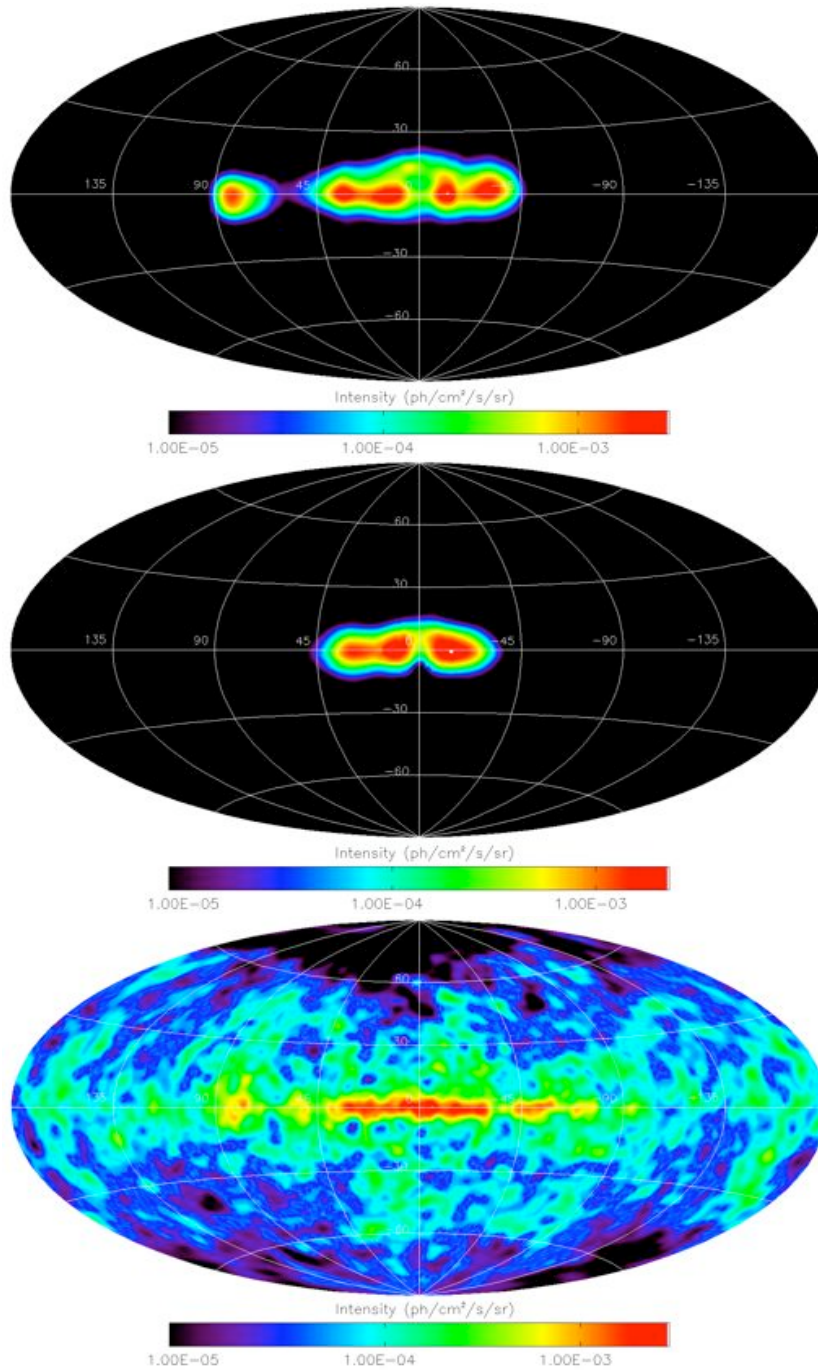


FIG. 6.1 – Cartes MREM de la Galaxie à 1809 keV pour les SE (haut) et les ME2 (milieu) à partir de 4 ans d’observations INTEGRAL/SPI. En bas, la carte COMPTEL basée sur 9 années d’observations.

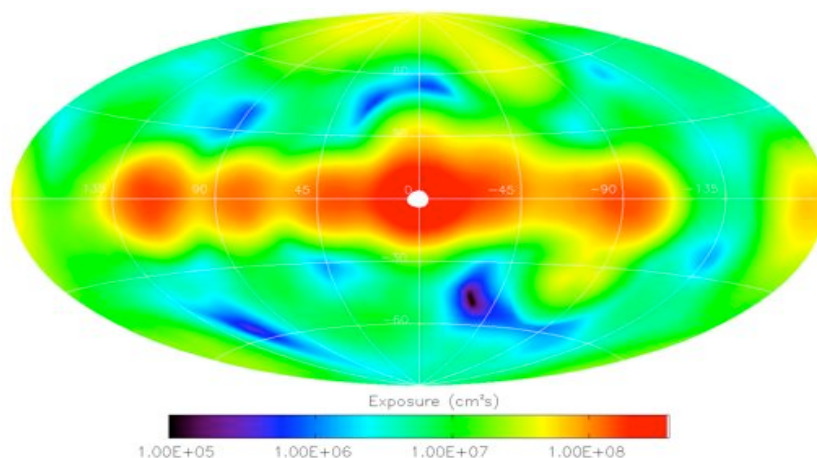


FIG. 6.2 – Carte d'exposition des 4 premières années d'observations d'INTEGRAL.

bale de l'émission, SPI confirme qu'en dehors d'un fort signal provenant de la région du Cygne, l'émission est essentiellement confinée dans le plan galactique entre les longitudes  $-45^\circ$  et  $45^\circ$ . Les cartes SPI SE et ME2 font apparaître une distribution assez surprenante où l'émission est concentrée en quatre zones centrées approximativement sur les longitudes  $l = -30, -15, 15$  et  $30^\circ$ , et donc réparties symétriquement par rapport au centre galactique. Il ne s'agit pas d'un effet d'exposition, comme en témoigne la carte d'exposition présentée en Fig. 6.2. Cependant, la réalité de telles structures est plutôt douteuse : premièrement, la méthode de reconstruction d'image MREM est un processus non-linéaire et l'algorithme ne fournit aucune information quant à l'incertitude associée à chaque pixel de l'image. Ensuite, ces structures n'apparaissent aucunement dans la carte de COMPTEL, qui est pourtant un instrument de sensibilité équivalente ; en fait une étude plus précise des profils en longitude délivrés par les deux instruments révèle que les structures sont plutôt anti-corrélées ! Il semble donc plus prudent de ne pas attacher trop d'importance au détail de ces cartes.

Nous allons à présent étudier de manière plus quantitative l'émission de l' $^{26}\text{Al}$ . Suite au travail de [Knödlseider et al., 1999a], nous savons que la distribution de l'émission à  $1809\text{ keV}$  est fortement corrélée à la distribution des étoiles massives, révélée par l'émission free-free du gaz ionisé ou l'émission submillimétrique de la poussière chauffée par les UV. Nous allons donc utiliser la carte DIRBE à  $240\mu\text{m}$  (ci-après DIRBE240) comme modèle de la distribution d'intensité de l'émission de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$ , et ajuster aux données SPI cette carte (en même temps qu'un modèle de bruit de fond). Le flux intégré sur la Galaxie entière est alors de  $(9.6 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , et se restreint à  $(3.7 \pm 0.1) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans le radian central.

Cependant, il n'y a aucune raison a priori que le ratio entre l'émission à  $240\mu\text{m}$  et

l'émission à 1809 keV soit constant dans le temps et dans l'espace et une représentation de la distribution de l'émission à 1809 keV par une simple mise à l'échelle de la carte DIRBE240 semble donc inadéquate. Pour pallier ce problème, nous avons donc donné une certaine souplesse à la carte DIRBE240 en la divisant en tranches de longitudes de  $20^\circ$  de large, ce qui ne résout pas entièrement le problème puisque chaque tranche est une projection de zones chimiquement et physiquement différentes de la Galaxie, mais constitue néanmoins une amélioration par rapport à une carte rigide. L'ajustement de ce modèle amélioré aux données SPI devrait ainsi fournir une estimation des flux plus proche de la réalité. Cette initiative s'est trouvée compromise par l'exposition inégale de SPI le long du plan galactique. La comparaison du profil longitudinal obtenu au profil COMPTEL a révélé que les tranches correspondant à des zones relativement peu exposées sont ajustées à des niveaux de flux vraisemblablement inférieurs à ceux de COMPTEL (voir Fig. 6.3). L'exposition COMPTEL du plan galactique, après les 9 années d'exploitation de l'instrument, est en effet bien plus homogène que celle de SPI. Les variations d'exposition de COMPTEL sont de l'ordre d'un facteur 2, alors que pour INTEGRAL elles peuvent atteindre plusieurs ordres de grandeur. La Fig. 6.2 montre clairement l'inhomogénéité de l'exposition de SPI en dehors de la zone  $[-45^\circ; +45^\circ]$ , et cette couverture inégale, combinée peut-être à des effets systématiques liés à la modélisation du bruit de fond, aboutit à une sous-estimation des flux dans les zones peu ou moins exposées que le centre. Ceci montre que notre traitement du bruit de fond n'est pas idéal puisqu'une fraction du signal à 1809 keV est manifestement "absorbée" par le modèle de bruit de fond. Le profil longitudinal que nous utiliserons par la suite est donc celui de COMPTEL, qui demeure plus fiable pour le moment que ce que SPI peut produire. A titre de comparaison, le flux COMPTEL à 1809 keV est de  $(8.7 \pm 1.2) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour la Galaxie, et de  $(3.4 \pm 0.3) \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour le radian central. Ces valeurs sont parfaitement compatibles avec celles que nous avons trouvées avec SPI.

Les spectres SE et ME2 de la raie à 1809 keV obtenus sur l'ensemble de la Galaxie avec comme modèle céleste la carte DIRBE240 sont fournis en Fig. 6.4. Une étude spectrale en fonction de la longitude aurait pu permettre d'étudier le décalage des raies (lié à la rotation galactique, voir Diehl et al. [2006]) et leur largeur (caractéristique des conditions physiques du milieu) en fonction de la direction d'observation. Ici, nous nous intéressons plutôt aux flux, et nous présentons ces spectres surtout pour illustrer la qualité de la détection, traduite par la forme de la raie autant que par sa largeur qui est légèrement supérieure à la résolution instrumentale.

### 6.2.2 L'émission galactique à 1173 et 1332 keV

Nous allons à présent rechercher l'émission caractéristique de la décroissance du  $^{60}\text{Fe}$ , dont le flux est beaucoup plus faible que pour l' $^{26}\text{Al}$ . Le fait que la décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  se manifeste par deux raies d'émission pourrait en partie compenser ce faible

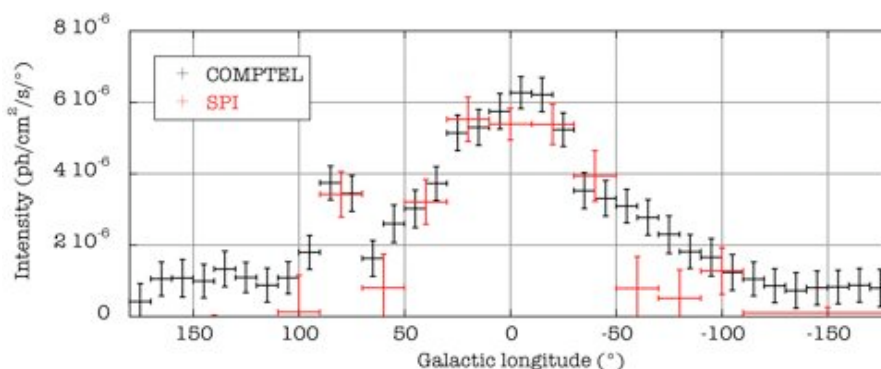


FIG. 6.3 – Profil longitudinal de l'émission galactique à 1809 keV. Comparaison des résultats SPI et COMPTEL.

flux, mais il n'en est rien car la raie à 1332 keV est tellement difficile à extraire du bruit de fond que sa contribution à la détection est relativement faible. Nous avons donc utilisé comme modèle de l'émission céleste à 1173 et 1332 keV la même carte DIRBE240 que précédemment. Ce choix revient à l'hypothèse implicite que les deux isotopes suivent peu ou prou la même distribution spatiale. Il est bon toutefois de rappeler que, s'il a été clairement établi que les étoiles massives sont la source principale de l' $^{26}\text{Al}$ , la situation concernant le  $^{60}\text{Fe}$  demeure plus floue. Les observations n'ont jamais permis de statuer quant à la source dominante de cet isotope (s'il existe une source dominante), et les prétendants sont nombreux : SNII ou Ib/c, étoiles AGB ou SNIa.

Le flux obtenu en sommant les contributions des deux raies pour les événements simples et doubles est de  $(9.1 \pm 2.6) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour l'ensemble de la Galaxie, et de  $(3.5 \pm 1.0) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour le radian central. Ce dernier résultat est sans doute plus solide que le premier car l'essentiel du  $^{60}\text{Fe}$  est concentré au centre de la Galaxie, tout comme l'exposition d'INTEGRAL ; le flux galactique total obtenu pourrait donc être biaisé par la distribution d'intensité de la carte DIRBE240 dont l'ajustement est contrôlé essentiellement par le stéradian central. La valeur obtenue sur le radian central est à comparer avec les flux de  $(3.6 \pm 1.4)$ ,  $(3.7 \pm 1.1)$  et  $(4.4 \pm 0.9) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  publiés respectivement par Smith [2004], Harris et al. [2005], Wang et al. [2007]. Bien que les quatre détections réalisées à ce jour (incluant la nôtre) soient parfaitement compatibles dans les barres d'erreur, il est intéressant de noter que trois d'entre elles sont centrées autour de  $3.6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  alors que celle de Wang et al. [2007] est à 4.4. Il est donc légitime de se demander si leur résultat ne serait pas affecté par des systématiques ayant gonflé le flux, en particulier à 1332 keV, où leurs spectres SE et ME2 font apparaître des résidus importants (voir la Fig. 2

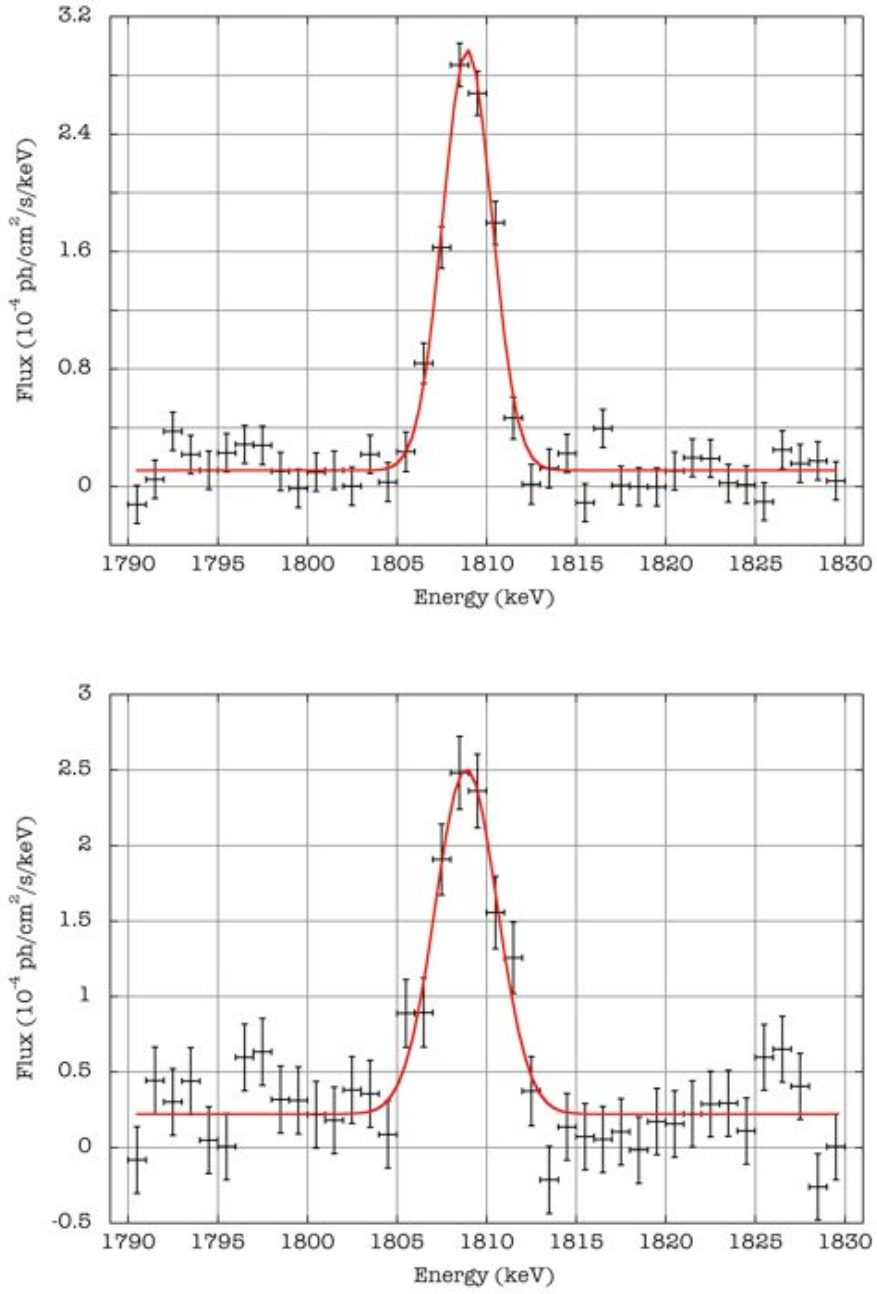


FIG. 6.4 – Spectres de l'émission galactique à 1809 keV à partir de 4 ans d'observations INTEGRAL/SPI pour les événements simples (en haut) et doubles (en bas).

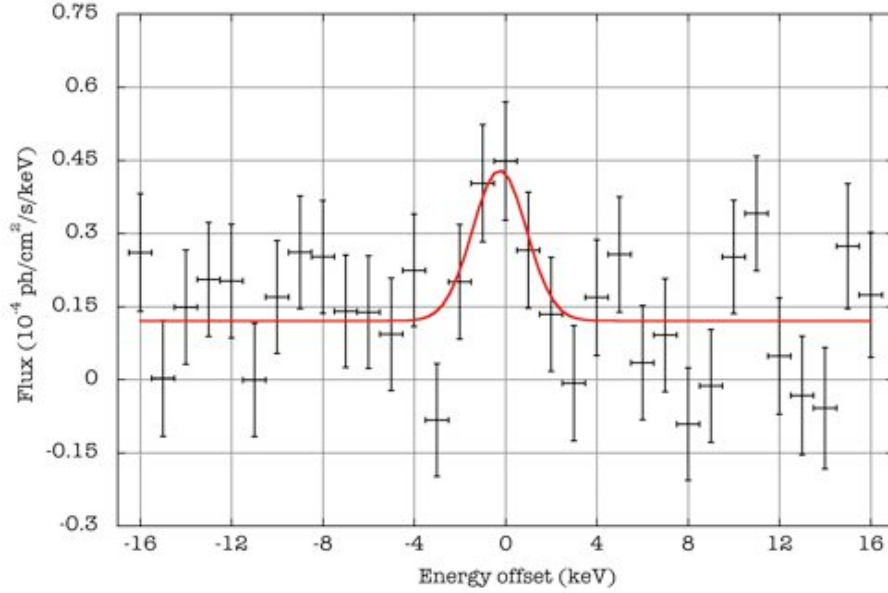


FIG. 6.5 – Spectre de l'émission galactique de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  obtenue à partir de 4 ans d'observations INTEGRAL/SPI en combinant les raies à 1173 et 1332 keV et les événements simples et doubles.

de leur publication). Le spectre correspondant à notre détection des raies du  $^{60}\text{Fe}$  est présenté en Fig. 6.5.

Nous pouvons à ce stade calculer le ratio  $r_{1173/1809}$  des flux de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  et de l' $^{26}\text{Al}$ ; cette quantité renferme potentiellement des contraintes fortes sur les mécanismes de synthèse des deux isotopes étudiés et sur leur dépendance à la métallicité. Sur l'ensemble de la Galaxie comme sur le radian central, un ratio  $r_{1173/1809} = 9.4 \pm 3.1\%$  est obtenu. A titre de comparaison, la dernière valeur publiée à ce sujet est de  $14.8 \pm 6\%$  [Wang et al., 2007]. Nous verrons par la suite comment ces valeurs se comparent aux valeurs prédites par un modèle de nucléosynthèse galactique de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ .

### 6.2.3 Distribution spatiale de l' $^{26}\text{Al}$ galactique

Nous nous sommes jusque là intéressés à l'émission intégrée sur la Galaxie de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ , en faisant l'hypothèse que leurs distributions spatiales étaient proches mais sans vraiment rechercher cette distribution. L'émission de l' $^{26}\text{Al}$  est suffisamment intense et bien définie le long du plan galactique pour permettre de comparer quelques modèles simples. Nous avons considéré ici deux familles de modèles analytiques de la



Galaxie :

- Les modèles exponentiels, où la densité de matière suit une distribution exponentielle dans les directions radiale et verticale (perpendiculairement au plan galactique) ; chaque modèle est donc défini par un rayon et une hauteur caractéristiques.
- Les modèles annulaires, pour lesquels la Galaxie est divisée en anneaux concentriques indépendants ; la densité de matière est uniforme dans la direction radiale et suit une distribution exponentielle dans la direction verticale.

L'intérêt des modèles exponentiels tient au fait qu'ils ont été fréquemment employés par le passé ; nous pourrions donc grâce à ces modèles comparer nos résultats à ceux d'autres auteurs.

Nous avons exploré plusieurs valeurs du rayon et de la hauteur caractéristiques du disque pour les modèles exponentiels. Les résultats obtenus, à savoir le MLR (voir chapitre 3) et le facteur d'ajustement de la distribution d'intensité, sont présentés dans le tableau 6.1 pour les événements simples et doubles combinés. Les cartes sont normalisées à  $1 M_{\odot}$  d' $^{26}\text{Al}$  ; la masse stationnaire d' $^{26}\text{Al}$  pour un modèle donné est donc directement fournie par le facteur d'ajustement  $f$ .

Il apparaît immédiatement qu'aucun modèle ne peut vraiment être privilégié à

TAB. 6.1 – Ajustement de distributions exponentielles de l' $^{26}\text{Al}$  galactique aux 4 premières années d'observations d'INTEGRAL/SPI.

	R=2.5 kpc	R=3.5 kpc	R=4.5 kpc
h=50 pc	f= $1.47 \pm 0.049$ MLR=919	f= $1.68 \pm 0.055$ MLR=911	f= $1.81 \pm 0.061$ MLR=866
h=90 pc	f= $1.58 \pm 0.052$ MLR=918	f= $1.90 \pm 0.062$ MLR=929	f= $2.12 \pm 0.071$ MLR=900
h=180 pc	f= $1.69 \pm 0.056$ MLR=915	f= $2.12 \pm 0.069$ MLR=942	f= $2.46 \pm 0.080$ MLR=934
h=300 pc	f= $1.80 \pm 0.060$ MLR=911	f= $2.32 \pm 0.075$ MLR=953	f= $2.75 \pm 0.089$ MLR=950
h=500 pc	f= $1.98 \pm 0.066$ MLR=909	f= $2.60 \pm 0.084$ MLR=949	f= $3.14 \pm 0.101$ MLR=957
h=1000 pc	f= $2.44 \pm 0.082$ MLR=897	f= $3.29 \pm 0.107$ MLR=946	f= $4.07 \pm 0.130$ MLR=971

partir de cette étude paramétrique. Le plus satisfaisant en termes statistiques (c'est à dire celui qui présente le plus grand MLR) est le modèle ( $R=4.5\text{ kpc}, h=1000\text{ pc}$ ), mais il est en bordure de grille et la tendance du MLR laisse à penser qu'un modèle de plus grand rayon ou hauteur caractéristique donnerait un résultat encore meilleur. Par ailleurs, cet optimum correspond à une quantité stationnaire de  $4\text{ M}_{\odot}$  d' $^{26}\text{Al}$ , ce qui est au delà des valeurs avancées par le passé ( $2.8 \pm 0.8\text{ M}_{\odot}$  d'après Diehl et al. [2006]). Le problème majeur ici est que l'extension en latitude de l'émission à  $1809\text{ keV}$  est mal contrainte; l'ajustement de chaque modèle se fait donc essentiellement par le profil en longitude. Pour un modèle de rayon caractéristique donné, la fraction du flux provenant des basses latitudes galactiques, typiquement  $|b| \leq 8^\circ$  (demi champ de vue de SPI) diminue quand la hauteur du disque augmente. Lorsqu'elle est confrontée aux données, la carte est donc poussée à des niveaux d'autant plus élevés (pour reproduire l'émission du plan galactique) que la hauteur du disque est importante. D'où une masse totale d' $^{26}\text{Al}$  qui augmente puisque les cartes sont toutes normalisées à  $1\text{ M}_{\odot}$ .

Faute de pouvoir déterminer par les observations SPI la hauteur caractéristique du disque d'émission à  $1809\text{ keV}$ , nous allons la fixer à  $90\text{ pc}$ , une valeur proche de celle indiquée par la distribution galactique des sites de formation d'étoiles OB [Bronfman et al., 2000]. Pour cette hauteur de disque, un optimum est obtenu pour un rayon caractéristique de  $3.5\text{ kpc}$ . Compte tenu de la discussion précédente, nous retiendrons donc ce modèle comme le plus vraisemblable sous l'hypothèse d'une distribution galactique exponentielle de l' $^{26}\text{Al}$ . La masse stationnaire d' $^{26}\text{Al}$  est alors de  $1.90 \pm 0.06\text{ M}_{\odot}$ . Pour comparaison, le modèle exponentiel optimal d'après les données COMPTEL était  $R=4.5\text{ kpc}$  et  $h=90\text{ pc}$ , avec une masse stationnaire d' $^{26}\text{Al}$  de  $1.8 \pm 0.1\text{ M}_{\odot}$  [Knoedlseder, 1997].

Les modèles annulaires sont a priori plus réalistes que les modèles exponentiels pour ce qui est de la distribution de l' $^{26}\text{Al}$  car les étoiles massives, sources présumées de cet isotope, sont essentiellement regroupées dans des bras spiraux et dans l'anneau moléculaire. La Galaxie a donc été divisée en 5 anneaux de  $0$  à  $3$ ,  $3$  à  $6$ ,  $6$  à  $8$ ,  $8$  à  $9$  et  $9$  à  $12\text{ kpc}$  (le Soleil étant supposé se trouver à une distance de  $8.5\text{ kpc}$  du centre galactique). La hauteur de disque a été fixée à  $90\text{ pc}$  en vertu de la discussion précédente. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 6.2. Il s'agit des résultats obtenus avec les seuls événements simples<sup>2</sup>. La confrontation avec le tableau 6.1 ne peut donc être faite directement car ce dernier résulte de la combinaison des événements simples et doubles. Pour comparaison, le modèle exponentiel de rayon  $3.5\text{ kpc}$  et de hauteur de disque  $90\text{ pc}$  s'ajuste aux données SE avec un MLR de  $693$  respectivement, alors que le modèle annulaire de même hauteur caractéristique conduit à une valeur de  $748$ . Le nombre de degrés de liberté diffère pour les deux types de modèles, mais l'écart

---

<sup>2</sup>Suite à des problèmes numériques, l'ajustement des modèles annulaires aux données ME2 n'a pu être réalisé.

TAB. 6.2 – Ajustement d’une distribution annulaire de l’ $^{26}\text{Al}$  galactique aux 4 premières années d’observations d’INTEGRAL/SPI ; les masses stationnaires d’ $^{26}\text{Al}$  dans chaque anneau sont listées. Le modèle ”composite” inclut en plus un modèle du complexe du Cygne et de la région Sco-Cen. La masse totale n’inclue pas la contribution négative du dernier anneau.

	h=90 pc	Composite
anneau 1 (0-3 kpc)	$0.20 \pm 0.07$	$0.20 \pm 0.07$
anneau 2 (3-6 kpc)	$1.21 \pm 0.15$	$1.21 \pm 0.15$
anneau 3 (6-8 kpc)	$0.04 \pm 0.08$	$0.13 \pm 0.08$
anneau 4 (8-9 kpc)	$0.20 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.04$
anneau 5 (9-12 kpc)	$-0.61 \pm 0.17$	$-0.28 \pm 0.18$
Masse totale $^{26}\text{Al}$	$1.65 \pm 0.19 M_{\odot}$	$1.66 \pm 0.19 M_{\odot}$
MLR	748	784

important en MLR suggère qu’une distribution en anneaux est plus réaliste. Ceci est confirmé par une comparaison des résidus projetés sur le ciel, présentés en Fig. 6.6. Le modèle en anneaux réduit grandement les résidus dans la région du Cygne, et en bordure du radian central. Cependant, un déficit demeure autour de  $l=80^{\circ}$  tandis qu’en  $l=-80^{\circ}$  le modèle semble excéder les données. Cela est dû au fait que le Cygne, qui abrite une très forte concentration d’étoiles massives proches (voir 7.1), n’a pas d’équivalent symétrique par rapport au centre de la Galaxie. Par conséquent, l’anneau englobant la région du Cygne est ajusté à un niveau intermédiaire entre le fort flux du Cygne aux longitudes positives, et un flux bien plus faible aux longitudes opposées. Il est également intéressant de remarquer que dans les deux cartes, un excès notoire apparaît dans la région Scorpion-Centaure (Sco-Cen), connue pour abriter un certain nombre d’associations stellaires très proches.

A partir de ces constatations, nous pouvons donc améliorer notre modèle céleste en ajoutant les composantes apparemment réclamées par les résidus, et qui semblent ici justifiées physiquement. Pour éviter le déséquilibre gauche-droite induit par la région du Cygne, nous complétons le modèle galactique annulaire par un modèle propre au complexe du Cygne. Nous utilisons pour cela une gaussienne 2D de  $3^{\circ} \times 3^{\circ}$  centrée sur  $(l,b)=(81^{\circ}, -1^{\circ})$  (voir l’étude morphologique de la région du Cygne présentée en 7.2). Pour la région Sco-Cen, nous avons utilisé une gaussienne 2D de  $5^{\circ} \times 5^{\circ}$  centrée sur  $(l,b)=(0^{\circ}, 30^{\circ})$ , d’après les estimations de taille et de position

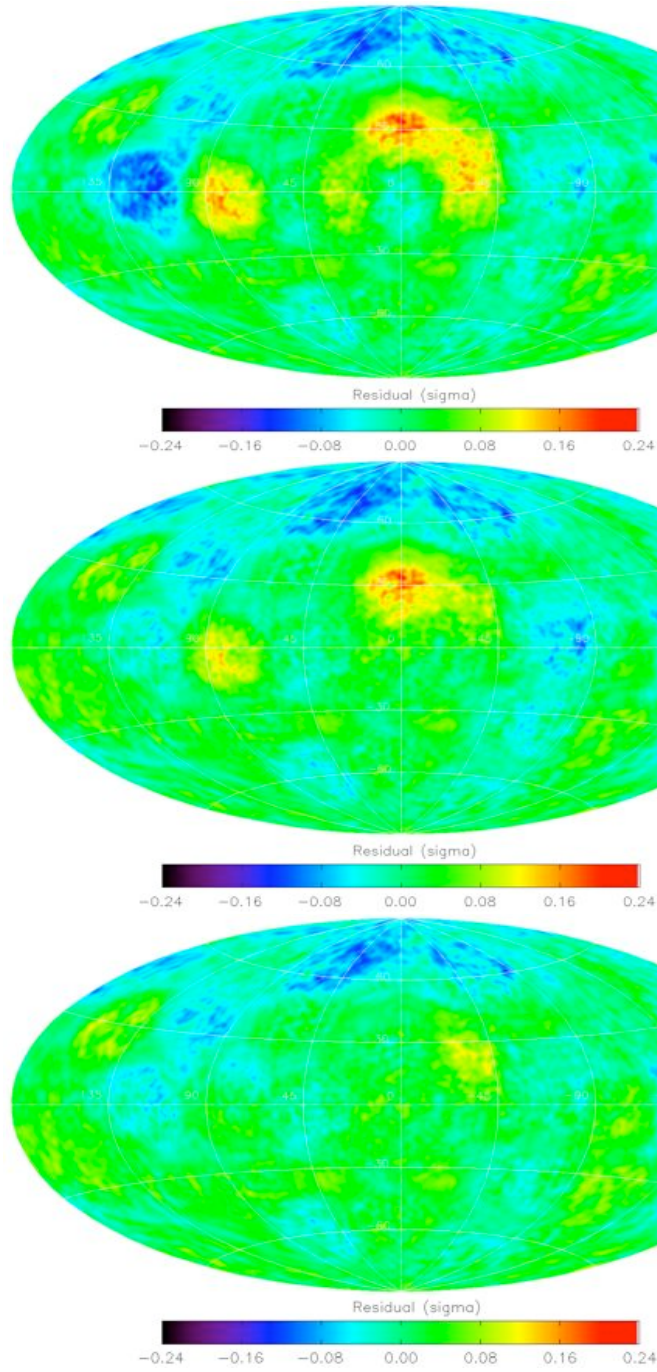


FIG. 6.6 – Projection des résidus de l'analyse du signal galactique à 1809 keV pour le modèle exponentiel (en haut), le modèle annulaire (au milieu) et le modèle composite incluant le Cygne et Sco-Cen (en bas).

de de Geus [1992]. Les résidus de ce modèle "composite" sont nettement améliorés par rapport à un modèle annulaire simple et l'émission du plan galactique semble à présent correctement reproduite (voir Fig. 6.6). Le MLR obtenu est de 784, soit un bond de 36 points en ajoutant au modèle annulaire les modèles du Cygne et de Sco-Cen. La masse d' $^{26}\text{Al}$  galactique donnée par ce modèle "composite" est de  $1.7 \pm 0.2 M_{\odot}$  (sans comptabiliser le dernier anneau qui présente une masse négative, entachée d'une forte incertitude). Cette valeur est inférieure (quoique compatible à l'intérieur des barres d'erreur) à celle de  $2.8 \pm 0.8 M_{\odot}$  avancée par Diehl et al. [2006] ; il faut toutefois garder à l'esprit que cette estimation de la masse d' $^{26}\text{Al}$  est liée, faute de pouvoir la contraindre par les observations, à une hypothèse sur l'extension en latitude de l'émission galactique à 1809 keV. Si la hauteur caractéristique de l'émission à 1809 keV est fixée à 300 pc, au lieu de 90 pc, l'ajustement aux données est équivalent (même MLR) mais la masse stationnaire d' $^{26}\text{Al}$  passe à  $2.0 \pm 0.2 M_{\odot}$ .

Avec ce modèle céleste, les flux à 1809 keV du complexe du Cygne et des associations stellaires de Sco-Cen sont de  $(3.76 \pm 1.12) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $(8.17 \pm 1.53) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  respectivement. Nous nous intéresserons plus en détail au flux du Cygne dans la partie 7.2. En ce qui concerne Sco-Cen, le flux élevé que nous trouvons est plutôt surprenant, bien qu'un résultat du même ordre ait été obtenu par un autre groupe (environ  $(6 \pm 2) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , voir Diehl [2008]). Il est très étonnant qu'une région présentant un tel flux n'apparaisse pas, ou pas plus nettement, dans les cartes COMPTEL. L'étendue importante de la région Sco-Cen est peut-être la cause de cette absence, mais l'émission du Cygne, pourtant relativement étendue aussi, ressort sans ambiguïté dans les images COMPTEL. Une étude plus approfondie est nécessaire pour déterminer si ce signal correspond effectivement à une source céleste, ou s'il s'agit d'un artefact lié à l'instrument et/ou à la méthode d'analyse.

Les modèles annulaires, a priori plus vraisemblables, révèlent que la majeure partie de la masse galactique d' $^{26}\text{Al}$  est localisée entre 3 et 6 kpc de rayon galactocentrique, un fait déjà mis en évidence par COMPTEL (voir la Fig. 6.9). Ce résultat n'est pas surprenant puisque cette zone abrite l'Anneau Moléculaire Géant, un énorme complexe de nuages moléculaires qui est le siège d'une intense formation stellaire. Nous allons, dans la section suivante, tenter de reproduire cette distribution radiale de l' $^{26}\text{Al}$  et du l' $^{60}\text{Fe}$  à partir de notre connaissance actuelle de la Galaxie et des mécanismes de nucléosynthèse stellaire.

## 6.3 Modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ galactiques

Les contraintes observationnelles sur l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{60}\text{Fe}$  galactiques que nous avons établies grâce à INTEGRAL/SPI sont les flux et ratios de flux sur l'ensemble de la Galaxie et pour le radian central ainsi que la masse stationnaire d' $^{26}\text{Al}$ , quoique ce dernier paramètre dépende de l'hypothèse faite sur la distribution spatiale de

l'isotope. Il faut ajouter à cela le profil longitudinal de l'émission à 1809 keV déterminé à partir des 9 années d'observations COMPTEL. Nous allons à présent confronter ces données aux prédictions des modèles de nucléosynthèse stellaire.

### 6.3.1 Modèle et hypothèses

Sous l'hypothèse que la Galaxie est un milieu globalement à l'équilibre pour ce qui est de la production et de la décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  (car l'âge de la Galaxie est bien plus grand que la durée de vie de l' $^{26}\text{Al}$  et des étoiles massives les plus petites, de l'ordre de 30 Myr pour une masse initiale de  $9 M_{\odot}$ , voir Meynet and Maeder [2003]), trois modèles/hypothèses sont nécessaires pour déterminer cet état stationnaire :

1. Les rendements des modèles stellaires pour la gamme de masse pertinente et en fonction de la métallicité.
2. Une estimation du gradient galactique de métallicité.
3. Un modèle de la distribution spatiale de l'activité de formation stellaire de la Galaxie.

Les rendements en fonction de la métallicité ont été présentés dans le chapitre 4. Rappelons juste qu'ils sont basés sur de très récents modèles de nucléosynthèse stellaire, ce qui nous a permis de contruire une grille complète allant de 11 à  $120 M_{\odot}$  et incluant pour toutes ces masses initiales les contributions hydrostatiques autant qu'explosives.

Le gradient galactique de métallicité est l'objet de nombreuses recherches liées à l'évolution chimique de la Galaxie et nous en avons sélectionné deux dans la littérature :

1. Shaver et al. [1983], Najarro [2000] :  
 $d(\log Z)/dR = -0.07 \text{ dex kpc}^{-1}$  entre 1.7 et 15 kpc
2. Daflon and Cunha [2003] :  
 $d(\log Z)/dR = -0.04 \text{ dex kpc}^{-1}$  entre 4.4 et 12.9 kpc

La normalisation est réalisée à partir de la métallicité solaire  $Z=0.02$  pour  $R=8.5$  kpc. La différence essentielle entre ces deux modèles se situe au niveau du centre galactique ; le modèle 1 prescrit un centre galactique de rayon 1.7 kpc où règne une métallicité de 0.06, tandis que le modèle 2 donne un centre galactique plus étendu de 4.4 kpc avec une métallicité plus faible de 0.03.

En ce qui concerne le taux de formation stellaire (SFR), nous avons repris une hypothèse de Palacios et al. [2005] et utilisé la distribution des régions HII en fonction de la distance galactocentrique, telle que déterminée par Paladini et al. [2004]. Les régions HII sont le fruit de l'extrême luminosité des étoiles massives et ce type de traceur est donc particulièrement pertinent pour ce qui est de l'étude de l' $^{26}\text{Al}$  et du

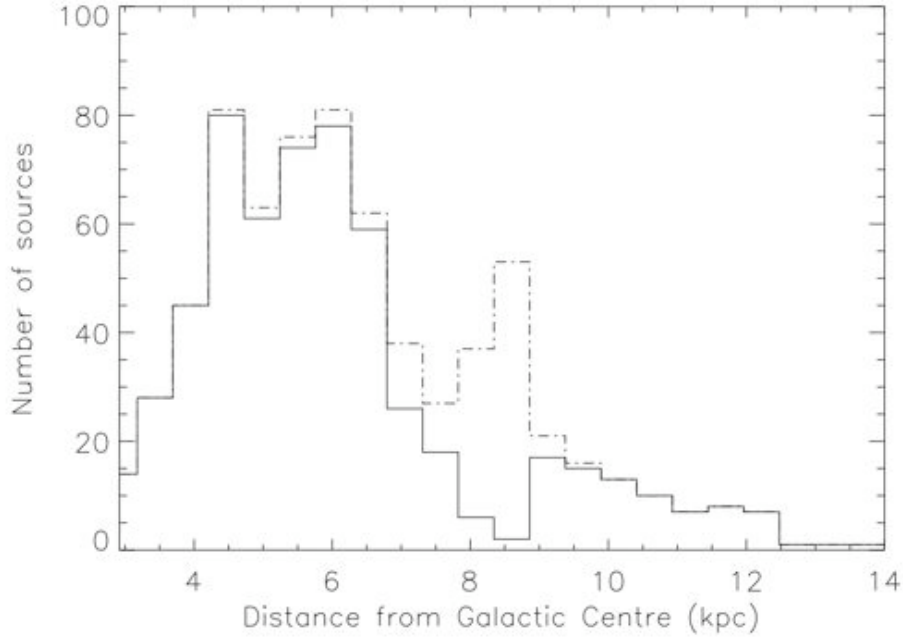


FIG. 6.7 – Distribution radiale des régions HII galactiques (d’après Paladini et al. [2004]). La distribution complète (celle que nous avons utilisée) apparait en tireté; celle qui est figurée en trait plein correspond à un sous-échantillon excluant les régions HII proches du cercle solaire.

$^{60}\text{Fe}$ . La Fig. 6.7 reproduit les résultats obtenus par Paladini et al. [2004] à partir d’un échantillon d’environ 800 objets. Nous avons également considéré, comme indicateur de la formation stellaire, la distribution du gaz moléculaire telle que tracée par la raie à 115 GHz du CO [Dame, 1993, Dame et al., 2001]. En effet, il semble naturel que la distribution des étoiles massives soit corrélée à la densité du gaz moléculaire  $\text{H}_2$  puisque c’est l’effondrement de ce gaz qui leur donne naissance (par ailleurs, la durée de vie des étoiles massives est faible devant le temps caractéristique de la dynamique du gaz moléculaire). Le meilleur traceur du  $\text{H}_2$  galactique est l’émission à 115 GHz du CO et l’avantage du CO sur les régions HII est qu’il permet un inventaire du gaz moléculaire sur la totalité de la Galaxie alors que l’observation des régions HII souffre fortement d’un problème de confusion des sources au centre de la Galaxie. Nous verrons cependant que les deux distributions produisent des résultats similaires.

A partir de ces hypothèses, la distribution stationnaire de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  dans la Galaxie est calculée de la façon suivante :

$$Q_i(R) = \sigma(R) \times \tau_i \times \int_{M_{low}}^{M_{up}} q_i(M) \times m^{-(1+x)} dm \quad (6.1)$$

$$\text{avec } \int_0^{14 \text{ kpc}} \sigma(R) 2\pi R dr \times \int_8^{120 M_\odot} m^{-(1+x)} dm = 20000 / \text{Myr} \quad (6.2)$$

et  $i = {}^{26}\text{Al}$  ou  $^{60}\text{Fe}$

Où  $\sigma(R)$  est le taux de formation stellaire en nombre d'étoiles par unité de surface et de temps, fonction du rayon galactocentrique  $R$ , défini par la distribution des régions HII ou du CO. Le paramètre  $\tau_i$  est la durée de vie moyenne en Myr de l' $^{26}\text{Al}$  ou du  $^{60}\text{Fe}$ . La fonction  $q_i(M)$  donne le rendement total en  $^{26}\text{Al}$  ou  $^{60}\text{Fe}$  d'une étoile de masse initiale  $M$ . La grandeur  $Q_i(R)$  est la densité surfacique stationnaire d' $^{26}\text{Al}$  ou  $^{60}\text{Fe}$  au rayon  $R$ , en  $M_\odot$  par unité de surface. Les bornes  $M_{low}$  et  $M_{up}$  délimitent la gamme de masse pour laquelle les rendements sont disponibles et enfin,  $x$  représente la pente de l'IMF. L'équation 6.2 normalise le taux de formation stellaire à deux étoiles massives (masse initiale entre 8 et  $120 M_\odot$ ) par siècle pour l'ensemble de la Galaxie, ce qui est l'estimation généralement admise pour le taux de supernova de type core-collapse [Tammann et al., 1994].

### 6.3.2 Masses et flux prédits

Les résultats obtenus sont présentés en Figs. 6.8. Pour chaque traceur de la formation stellaire, deux pentes de l'IMF ont été essayées : la pente "historique" à 1.35 [Salpeter, 1955] et celle à 1.8 tenant compte de la binarité des étoiles [Kroupa and Weidner, 2003]). Il est apparu que le choix du gradient de métallicité n'a pas un impact majeur sur les résultats. Ceci s'explique par le fait que l'essentiel de la formation stellaire (d'après notre hypothèse) s'effectue entre 4 et 6 kpc et que les métallicités données par les deux modèles sont relativement proches dans ce domaine. Afin de ne pas surcharger les graphiques, seuls les résultats correspondant au gradient de métallicité 1 (nommé Z1 par la suite) sont représentés.

Rappelons tout d'abord que les résultats présentés en Figs. 6.8 correspondent à une normalisation de 2 supernovae de type core-collapse par siècle, une valeur qui n'est en rien figée. Les profils longitudinaux modélisés peuvent donc être ajustés dans un sens ou dans l'autre pour reproduire au mieux le profil enregistré par COMPTEL. On constate que cette mise à l'échelle dépend de la pente de l'IMF. La chute des flux prédits, en particulier pour l' $^{26}\text{Al}$ , lorsque la pente de l'IMF est augmentée montre clairement la prépondérance des étoiles les plus massives dans la production



### 6.3. Modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ galactiques

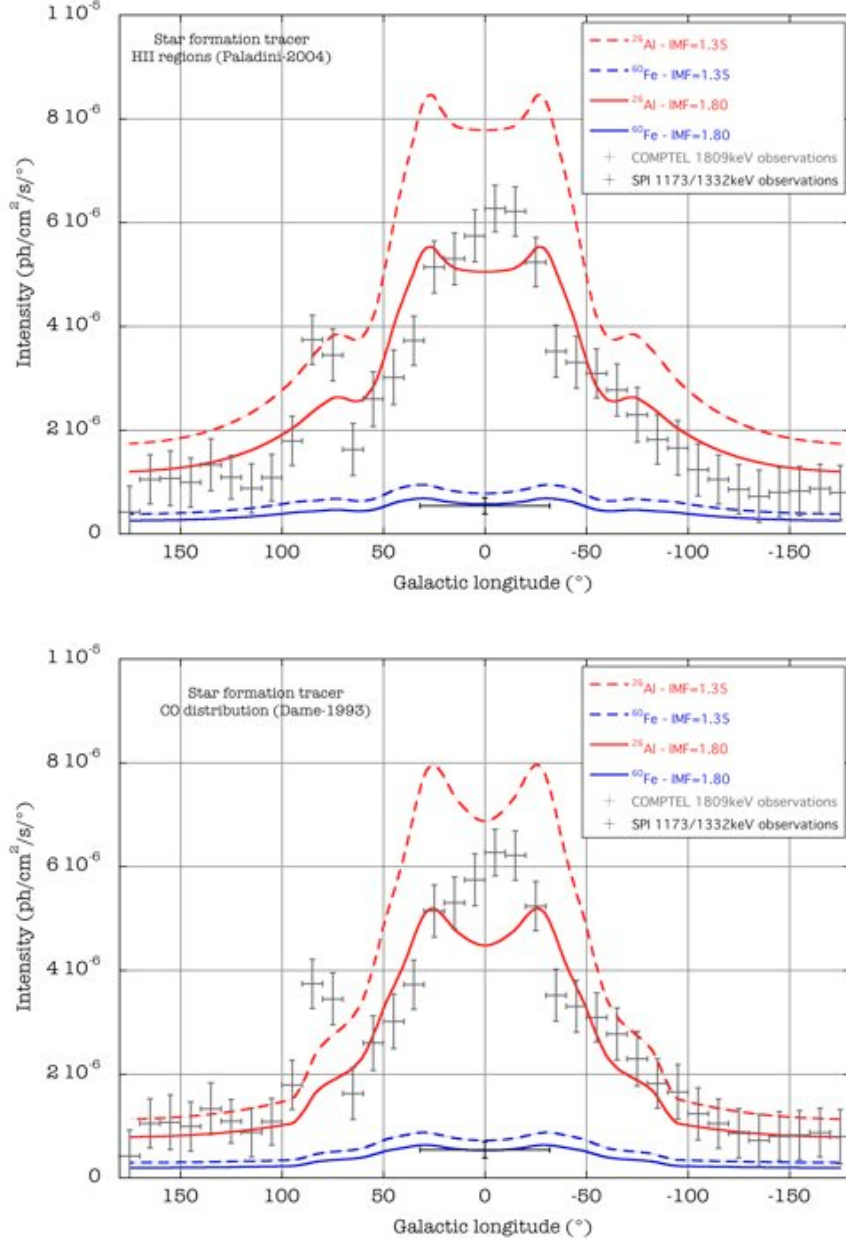


FIG. 6.8 – Profils longitudinaux simulés de l'émission de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  (en rouge) et du  $^{60}\text{Fe}$  (en bleu). Les courbes pleines correspondent à une IMF de 1.35, et les tiretées à une IMF de 1.80. En noir apparaissent les points de mesure INTEGRAL/SPI. Le type de traceur de la formation stellaire utilisé est indiqué dans le coin en haut à gauche de chaque graphique.

de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . Pour une pente de 1.8, les observations semblent correctement reproduites pour un taux de formation stellaire d'environ 2 étoiles massives par siècle. En revanche, si la pente est relevée à 1.35 un taux de formation stellaire d'environ 1.3 étoiles massives par siècle suffit à expliquer la distribution galactique de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . La pente de l'IMF est donc un facteur important pour la normalisation de l'activité stellaire, mais les Figs. 6.8 montrent qu'elle influe peu sur la forme des profils longitudinaux d'émission. En effet, quelque soit le traceur de formation stellaire utilisé, le profil d'émission à 1809 keV prédit épouse relativement bien le profil observé excepté en deux points :

- Au centre galactique, où l'on constate un déficit d'émission dans le modèle. L'explication la plus probable est que notre modèle sous-estime l'activité stellaire de cette région. En ce qui concerne la distribution des régions HII, l'inventaire est délicat dans les régions densément peuplées du centre galactique ; le profil radial utilisé démarre d'ailleurs à un rayon de 3 kpc (voir Fig. 6.7). Pour la distribution du CO, le profil radial utilisé a été construit en excluant le fort pic d'émission de la région centrale du Nuclear Bulge ; il est aujourd'hui reconnu que cette zone de quelques centaines de parsecs abrite un grand nombre d'étoiles massives [Launhardt et al., 2002] et leur contribution n'est donc pas prise en compte dans notre modèle.
- Au niveau du Cygne, dont la spécificité, à savoir une forte concentration d'étoiles massives proches, n'est pas correctement prise en compte dans le modèle. En effet, dans les deux traceurs de formation stellaire que nous avons utilisés, la contribution du Cygne est bien présente mais elle est distribuée uniformément sur l'anneau galactique correspondant, ce qui diminue l'intensité prédite dans la direction de cette région. Par ailleurs, il est intéressant de noter que, quelque soit le traceur de formation stellaire utilisé, le profil longitudinal à 1809 keV présente un regain d'émission dans la zone  $70^\circ \leq |l| \leq 90^\circ$ . Cela signifierait qu'il y a dans le flux à 1809 keV provenant de la direction du Cygne une forte contribution d'arrière-plan (à hauteur d'environ 50% d'après la Fig. 6.8). Ce résultat est de première importance car il réduit considérablement le flux propre au complexe du Cygne et le rapproche des prédictions théoriques des modèles de nucléosynthèse. Nous aborderons cela dans le chapitre suivant.

Signalons enfin que, dans tous les cas, le flux à 1173/1332 keV prédit pour le radian central correspond bien à la mesure INTEGRAL/SPI.

Le tableau 6.3 illustre de manière plus quantitative les résultats de notre modélisation de la nucléosynthèse galactique de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . Les contraintes observationnelles sont issues de l'ajustement aux observations SPI du modèle "composite", constitué d'une distribution galactique de masse en anneaux (avec une hauteur caractéristique de 90 pc) et de modèles spécifiques pour les régions particulières du

### 6.3. Modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ galactiques

TAB. 6.3 – Comparaison quantitative des prédictions du modèle de nucléosynthèse galactique de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  aux 4 premières années d’observations INTEGRAL/SPI.

Galaxie	Observations	Modèle CO	Modèle HII
Flux de l' $^{26}\text{Al}$	$(9.6 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$8.7 \times 10^{-4}$	$11.2 \times 10^{-4}$
Flux du $^{60}\text{Fe}$	$(9.1 \pm 2.6) \times 10^{-5}$	$14.0 \times 10^{-5}$	$18.1 \times 10^{-5}$
Ratio des flux $r_{1173/1809}$	$0.09 \pm 0.03$	0.16	0.16
Masse $^{26}\text{Al}$	$1.66 \pm 0.19 \text{ M}_{\odot}$	$1.67 \text{ M}_{\odot}$	$1.70 \text{ M}_{\odot}$
Radian central	Observations	Modèle CO	Modèle HII
Flux de l' $^{26}\text{Al}$	$(3.7 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	$3.1 \times 10^{-4}$	$3.4 \times 10^{-4}$
Flux du $^{60}\text{Fe}$	$(3.5 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$3.7 \times 10^{-5}$	$4.0 \times 10^{-5}$
Ratio des flux $r_{1173/1809}$	$0.09 \pm 0.03$	0.12	0.12

Cygne et de Sco-Cen. Le tableau 6.3 montre que la prédiction de la masse totale d' $^{26}\text{Al}$  galactique (en excluant les contributions particulières du Cygne et de Sco-Cen) est en excellent accord avec la quantité déduite des observations. Un examen détaillé de la répartition radiale de cette quantité révèle cependant des différences entre nos prédictions et les observations SPI et COMPTEL (voir Fig. 6.9). Au centre galactique, le modèle basé sur le CO sous-estime apparemment la quantité d' $^{26}\text{Al}$  par rapport aux observations SPI et COMPTEL. Entre 3 et 6 kpc, la position de l’anneau moléculaire géant, se concentre l’essentiel de l' $^{26}\text{Al}$  et l’on retrouve cette caractéristique autant dans les observations que dans les prédictions. Les données SPI indiquent une quantité d' $^{26}\text{Al}$  supérieure au modèle, mais l’estimation COMPTEL est compatible avec ce qui est prédit ; la combinaison des deux mesures est en excellent accord avec le modèle. Pour l’anneau suivant, entre 6 et 8 kpc, les prévisions excèdent les observations d’un facteur 3-4, alors que pour l’anneau solaire, entre 8 et 9 kpc, nous obtenons un bon accord<sup>3</sup>. Enfin, les prévisions pour l’anneau le plus éloigné sont compatibles avec la mesure COMPTEL (notre mesure SPI étant négative donc non-physique ; une combinaison des deux mesures est en revanche également compatible.). Si les régions HII sont utilisées comme traceur de la formation stellaire, la

<sup>3</sup>Il faut noter ici que le point de mesure SPI n’est pas directement comparable au point de mesure COMPTEL. En effet, dans notre modèle céleste, le complexe du Cygne est pris en compte et sa contribution n’est donc pas mélangée à celle de l’anneau sous-jacent, ce qui n’est pas le cas pour la valeur COMPTEL.

tendance est identique mais la distribution radiale de l' $^{26}\text{Al}$  semble mieux reproduire les observations (voir Fig. 6.9 en bas).

Il n'est pas évident de favoriser un traceur par rapport à l'autre ; comme nous l'avons déjà dit, l'inventaire du CO est a priori plus fiable, mais il convient de noter un certain nombre de simplifications implicites dans notre traduction du profil CO en profil de taux de formation stellaire :

- Rappelons tout d'abord que ce n'est pas le CO que nous souhaitons utiliser comme traceur mais bien le gaz moléculaire. La distribution galactique du gaz moléculaire est obtenue indirectement à partir de celle du CO via un facteur  $X=N(\text{H}_2)/I(\text{CO})$ , dont la valeur et l'éventuel gradient galactique demeurent toujours incertains. Dans notre modèle de nucléosynthèse galactique, nous avons implicitement utilisé un taux de conversion constant. Cependant, Boselli et al. [2002] ont trouvé une relation de proportionnalité inverse entre le facteur  $X$  et la métallicité à partir de valeurs intégrées sur des galaxies entières ; si ce résultat est également valable pour le profil radial de la Galaxie, le taux de formation stellaire de notre modèle en serait diminué au centre et augmenté en périphérie.
- D'autre part, nous avons fait l'hypothèse d'une simple relation linéaire entre densité surfacique de  $\text{H}_2$  et taux surfacique de formation stellaire. En réalité, la formation stellaire au sein d'une galaxie peut être décrite par la loi empirique de Schmidt [Schmidt, 1959] :

$$\Sigma_{SFR} = A.\Sigma_{gas}^N \quad (6.3)$$

Il faut noter premièrement que cette loi est basée sur la densité total de gaz (moléculaire+atomique) alors que nous n'avons utilisé que la composante moléculaire ; cette différence, toutefois, prête peu à conséquences [Boissier et al., 2003]. Ensuite, l'exposant  $N$  que nous avons utilisé est implicitement de 1, mais des valeurs allant de 0.8 à 2.1 ont été proposées [Wong and Blitz, 2002].

Ces simplifications dans le traitement de la distribution du CO comme traceur de la formation stellaire constituent des sources potentielles d'erreur ; une analyse plus sophistiquée, incluant les effets discutés ci-dessus, pourrait permettre d'améliorer l'adéquation entre prédictions et observations.

Il faut également rappeler, afin d'apprécier la situation dans son ensemble, que les rendements en  $^{26}\text{Al}$  et  $^{60}\text{Fe}$  des supernovae n'ont pas été calculés pour différentes métallicités, mais ont été extrapolés à partir de modèles sans rotation via la masse des coeurs CO. Comme discuté dans le chapitre 4, il est probable que nos rendements de supernova soient surestimés à faible métallicité (régions périphériques) et sous-estimés à forte métallicité (régions centrales), en particulier pour le  $^{60}\text{Fe}$ . En conséquence, nos profils radiaux et longitudinaux d'émission seraient accentués au centre et allégés vers

l'extérieur. L'hypothèse sur la dépendance des rendements de supernova à la seule masse des coeurs CO constitue donc une source supplémentaire d'erreur dont l'importance pourra probablement être évaluée dans les prochaines années grâce à de nouvelles grilles de modèles.

Enfin, il est intéressant de remarquer que le gradient galactique de métallicité entraîne une variation du ratio des flux  $r_{1173/1809}$  avec la longitude, comme le montre la Fig. 6.10. Les fortes métallicités rencontrées au centre de la Galaxie impliquent de plus grands réservoirs initiaux de  $^{25}\text{Mg}$  et dopent la perte de masse, ce qui augmente le rendement hydrostatique en  $^{26}\text{Al}$ ; dans le même temps, la masse des coeurs CO des étoiles les plus massives est diminuée par cette perte de masse accrue, d'où un rendement moindre en  $^{60}\text{Fe}$ . Les faibles métallicités ont rigoureusement l'effet inverse, ce qui fait que le ratio  $r_{1173/1809}$  augmente du centre vers la périphérie de la Galaxie. La valeur de  $r_{1173/1809}$  que nous avons mesurée pour le centre de la Galaxie est en accord avec la valeur prédite, mais sur l'ensemble de la Galaxie nous trouvons un ratio a priori trop faible. Cela est vraisemblablement dû à une sous-estimation du flux global du  $^{60}\text{Fe}$ . Les données du tableau 6.3 indiquent en effet que notre estimation du flux galactique à 1173/1332 keV est en deçà de ce qui est attendu. Dans le même temps, les valeurs observée et prédite pour le radian central sont en bon accord, ce qui suggère que c'est le flux du disque que nous sous-estimons. Les incertitudes sur les flux mesurés sont telles que nous ne pouvons aujourd'hui observer cet effet de la métallicité. Par ailleurs, les incertitudes, dans notre modèle, sur la dépendance à la métallicité des rendements en  $^{60}\text{Fe}$  font que l'amplitude exacte de cette variation de  $r_{1173/1809}$  avec la longitude demeure incertaine. L'accumulation des observations du plan galactique jusqu'à l'arrêt de la mission INTEGRAL permettra peut-être de mettre en évidence ce phénomène.

## 6.4 Synthèse

L'analyse des 4 premières années d'observations d'INTEGRAL/SPI a permis de renforcer le panorama galactique à 1809 keV dressé il y a quelques années par COMPTEL. Le profil d'émission mesuré par SPI est optimalement décrit par une distribution spatiale de l' $^{26}\text{Al}$  en anneaux concentriques, avec une masse stationnaire totale de  $1.7 \pm 0.2 M_{\odot}$ , dont  $1.2 M_{\odot}$  se situent entre 3 et 6 kpc en coïncidence avec l'anneau moléculaire géant. Il faut toutefois garder à l'esprit que cette estimation de la masse d' $^{26}\text{Al}$  est liée, faute de pouvoir la contraindre par les observations, à une hypothèse sur l'extension en latitude de l'émission galactique à 1809 keV.

Au cours de cette étude de l'émission galactique à 1809 keV, il est apparu que le flux à 1809 keV provenant de la direction du Cygne incluait une forte contribution d'arrière-plan, à hauteur d'environ 50% environ, ce qui est de première importance pour une étude détaillée des associations OB de cette région (voir le chapitre sui-

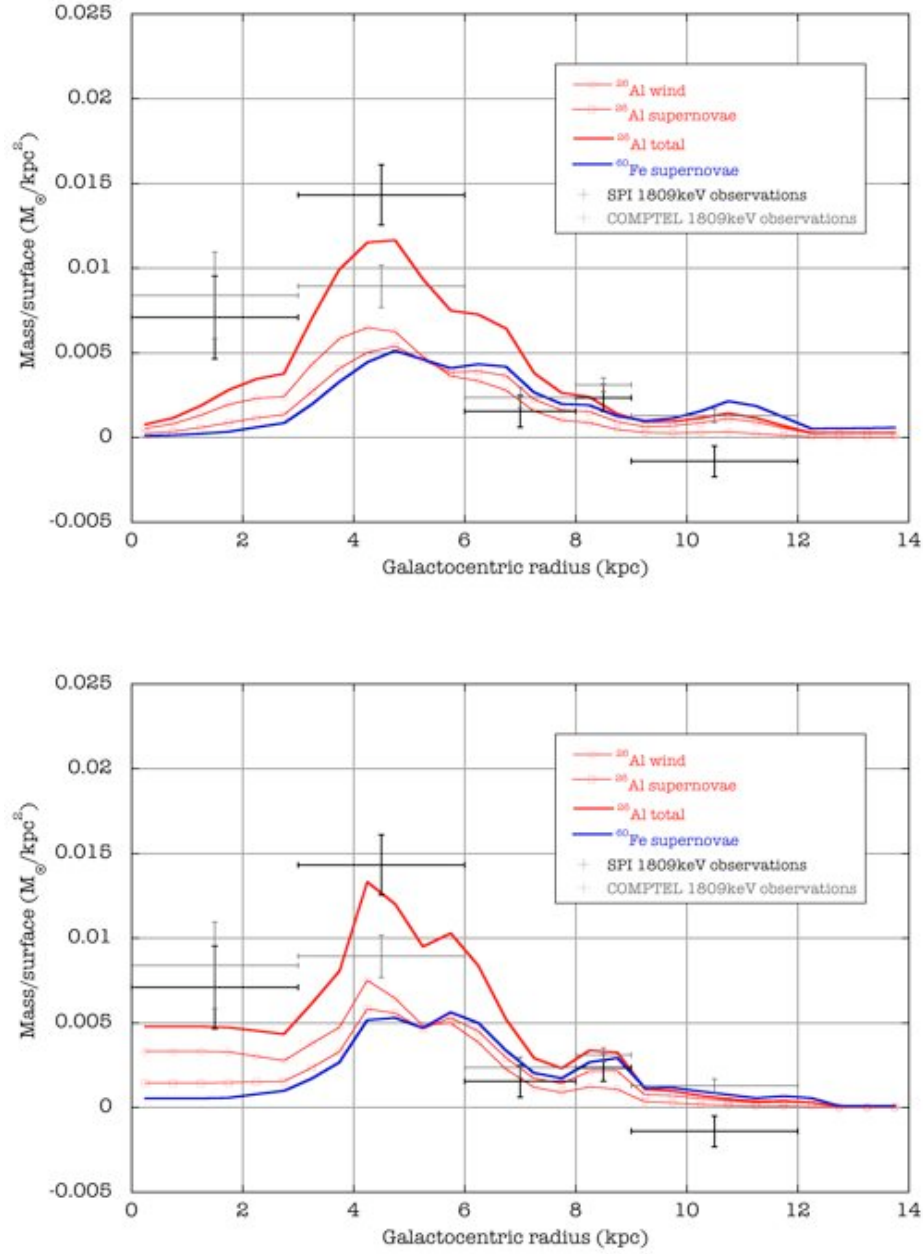


FIG. 6.9 – Distribution radiale observée et prédite de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . En haut, la distribution galactique du CO a été utilisée pour tracer la formation stellaire, en bas il s'agit des régions HII.

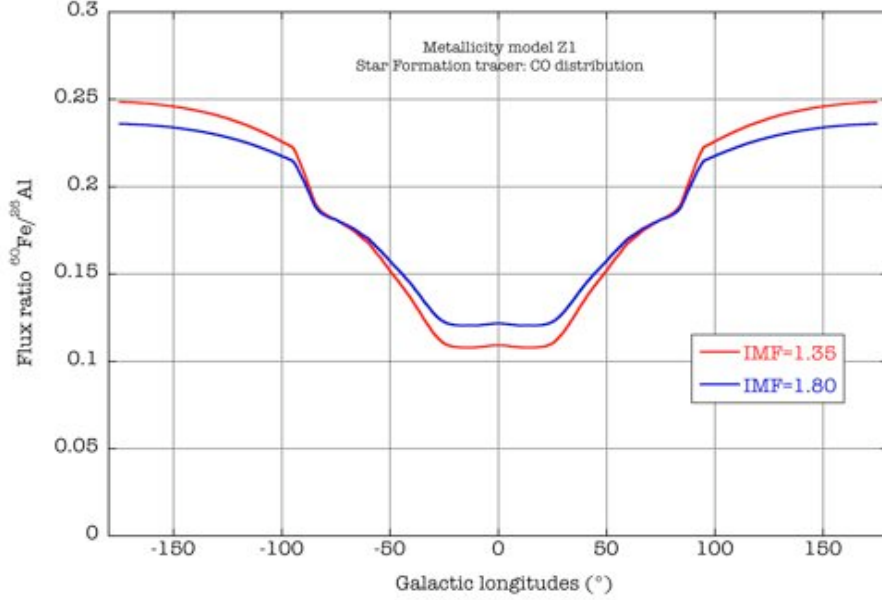


FIG. 6.10 – Evolution théorique du ratio des flux  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  avec la longitude.

vant) ; par ailleurs, un fort signal en provenance de la région Sco-Cen a été mis en évidence et appelle un approfondissement.

En ce qui concerne le rayonnement gamma de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$ , le flux mesuré sur le stéradian central est en excellent accord avec les valeurs publiés mais il n'a pas été possible d'étudier le signal de manière plus étendue. Le profil galactique de l'émission à 1173/1332 keV demeure donc toujours mal contraint, et avec lui la masse stationnaire totale de  $^{60}\text{Fe}$  galactique.

Ces données ont été confrontées à un modèle de nucléosynthèse galactique de  $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  basé sur de récents calculs de nucléosynthèse stellaire. A partir d'estimations du gradient galactique de métallicité et de traceurs du taux de formation stellaire, la distribution radiale de la masse d' $^{26}\text{Al}$  et le profil longitudinal de son émission de décroissance ont été simulés. Avec un taux de formation stellaire d'environ 2 étoiles massive par siècle, les résultats obtenus sont relativement satisfaisants et permettent de rendre compte de l'essentiel des observations (la normalisation de l'activité de formation stellaire étant liée à la pente de l'IMF). Les écarts constatés sont vraisemblablement introduits par le traceur de formation stellaire et les rendements des supernovae.

# Bibliographie

- W. D. Arnett. Explosive Nucleosynthesis in Stars. *ApJ*, 157 :1369–+, September 1969.
- W. D. Arnett and J. P. Wefel. Aluminum-26 production from a stellar evolutionary sequence. *ApJ*, 224 :L139–L142, September 1978. doi : 10.1086/182778.
- M. Arnould, H. Norgaard, F.-K. Thielemann, and W. Hillebrandt. Synthesis of Al-26 in explosive hydrogen burning. *ApJ*, 237 :931–950, May 1980. doi : 10.1086/157940.
- S. Boissier, N. Prantzos, A. Boselli, and G. Gavazzi. The star formation rate in disc galaxies : thresholds and dependence on gas amount. *MNRAS*, 346 :1215–1230, December 2003. doi : 10.1111/j.1365-2966.2003.07170.x.
- A. Boselli, J. Lequeux, and G. Gavazzi. Molecular gas in normal late-type galaxies. *A&A*, 384 :33–47, March 2002. doi : 10.1051/0004-6361 :20011747.
- L. Bronfman, S. Casassus, J. May, and L.-Å. Nyman. The radial distribution of OB star formation in the Galaxy. *A&A*, 358 :521–534, June 2000.
- E. M. Chance and M. J. Harris. Explosive nucleosynthesis and meteoritic isotope anomalies. *A&A*, 74 :247–249, April 1979.
- D. D. Clayton. New Prospect for Gamma-Ray-Line Astronomy. *Nature*, 234 :291–+, December 1971.
- D. D. Clayton and F. Hoyle. Grains of Anomalous Isotopic Composition from Novae. *ApJ*, 203 :490–496, January 1976. doi : 10.1086/154104.
- S. Daflon and K. Cunha. A flatter metallicity gradient in the Galactic disk : non-LTE abundance calculations of OB stars. In K. van der Hucht, A. Herrero, and C. Esteban, editors, *A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova*, volume 212 of *IAU Symposium*, pages 162–+, 2003.



- T. M. Dame. The Distribution of Neutral Gas in the Milky Way. In S. S. Holt and F. Verter, editors, *Back to the Galaxy*, volume 278 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 267–278, 1993.
- T. M. Dame, D. Hartmann, and P. Thaddeus. The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. *ApJ*, 547 :792–813, February 2001. doi : 10.1086/318388.
- E. J. de Geus. Interactions of stars and interstellar matter in Scorpio Centaurus. *A&A*, 262 :258–270, August 1992.
- R. Diehl. *in preparation*, 2008.
- R. Diehl, J. Knödlseider, G. Lichti, V. Schönfelder, H. Steinle, A. Strong, C. Dupraz, H. Bloemen, W. Hermsen, B. Swanenburg, D. Morris, J. Ryan, G. Stacy, K. Bennett, and C. Winkler. Galactic nucleosynthesis as observed through  $^{26}\text{Al}$  : new insight from COMPTEL. In C. E. Fichtel, N. Gehrels, and J. P. Norris, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 304 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 147–155, 1994.
- R. Diehl, H. Halloin, K. Kretschmer, G. G. Lichti, V. Schönfelder, A. W. Strong, A. von Kienlin, W. Wang, P. Jean, J. Knödlseider, J.-P. Roques, G. Weidenspointner, S. Schanne, D. H. Hartmann, C. Winkler, and C. Wunderer. Radioactive  $^{26}\text{Al}$  from massive stars in the Galaxy. *Nature*, 439 :45–47, January 2006. doi : 10.1038/nature04364.
- M. J. Harris, J. Knödlseider, P. Jean, E. Cisana, R. Diehl, G. G. Lichti, J.-P. Roques, S. Schanne, and G. Weidenspointner. Detection of gamma-ray lines from interstellar  $^{60}\text{Fe}$  by the high resolution spectrometer SPI. *A&A*, 433 :L49–L52, April 2005. doi : 10.1051/0004-6361 :200500093.
- W. Hillebrandt, F.-K. Thielemann, and N. Langer. The production of  $^{26}\text{Al}$  in super-massive stars and the gamma ray line flux from the galactic center. *MPA Rep., No. 267, 20 pp.*, 267, 1986.
- A. Karakas and J. C. Lattanzio. Stellar Models and Yields of Asymptotic Giant Branch Stars. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 24 :103–117, October 2007. doi : 10.1071/AS07021.
- J. Knödlseider, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, U. Oberlack, J. Ryan, V. Schönfelder, and P. von Ballmoos. A multiwavelength comparison of COMPTEL 1.8 MeV  $^{26}\text{Al}$  line data. *A&A*, 344 :68–82, April 1999a.
- J. Knödlseider, D. Dixon, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, U. Oberlack, J. Ryan, V. Schönfelder, and P. von Ballmoos. Image reconstruction of COMPTEL 1.8 MeV  $^{26}\text{Al}$  line data. *A&A*, 345 :813–825, May 1999b.

- J. Knoedlseder. The origin of 26Al in the galaxy. *These de doctorat presentee a l'Universite Toulouse III*, 1997.
- P. Kroupa and C. Weidner. Galactic-Field Initial Mass Functions of Massive Stars. *ApJ*, 598 :1076–1078, December 2003. doi : 10.1086/379105.
- R. Launhardt, R. Zylka, and P. G. Mezger. The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter. *A&A*, 384 : 112–139, March 2002. doi : 10.1051/0004-6361 :20020017.
- T. Lee, D. A. Papanastassiou, and G. J. Wasserburg. Aluminum-26 in the early solar system - Fossil or fuel. *ApJ*, 211 :L107–L110, January 1977.
- W. A. Mahoney, J. C. Ling, A. S. Jacobson, and R. E. Lingenfelter. Diffuse galactic gamma-ray line emission from nucleosynthetic Fe-60, Al-26, and Na-22 - Preliminary limits from HEAO 3. *ApJ*, 262 :742–+, November 1982. doi : 10.1086/160469.
- W. A. Mahoney, J. C. Ling, W. A. Wheaton, and A. S. Jacobson. HEAO 3 discovery of Al-26 in the interstellar medium. *ApJ*, 286 :578–585, November 1984. doi : 10.1086/162632.
- G. Meynet and A. Maeder. Stellar evolution with rotation. X. Wolf-Rayet star populations at solar metallicity. *A&A*, 404 :975–990, June 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20030512.
- G. E. Morfill and T. W. Hartquist. Constraints on local supernovae and Al-26 production from cosmic-ray variation data. *ApJ*, 297 :194–198, October 1985. doi : 10.1086/163515.
- F. Najarro. Massive stars in the galactic center. *New Astronomy Review*, 44 :213–220, July 2000.
- H. Norgaard. Al-26 from red giants. *ApJ*, 236 :895–898, March 1980. doi : 10.1086/157815.
- A. Palacios, G. Meynet, C. Vuissoz, J. Knödseder, D. Schaerer, M. Cerviño, and N. Mowlavi. New estimates of the contribution of Wolf-Rayet stellar winds to the Galactic 26Al. *A&A*, 429 :613–624, January 2005. doi : 10.1051/0004-6361 :20041757.
- R. Paladini, R. D. Davies, and G. DeZotti. Spatial distribution of Galactic HII regions. *MNRAS*, 347 :237–245, January 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.07210.x.

- S. Plüschke, R. Diehl, V. Schönfelder, H. Bloemen, W. Hermsen, K. Bennett, C. Winkler, M. McConnell, J. Ryan, U. Oberlack, and J. Knödseder. The COMPTEL 1.809 MeV survey. In A. Gimenez, V. Reglero, and C. Winkler, editors, *Exploring the Gamma-Ray Universe*, volume 459 of *ESA Special Publication*, pages 55–58, September 2001.
- R. Ramaty and R. E. Lingenfelter. Al-26 - A galactic source of gamma-ray line emission. *ApJ*, 213 :L5–L7, April 1977.
- E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121 :161–+, January 1955.
- M. Schmidt. The Rate of Star Formation. *ApJ*, 129 :243–+, March 1959.
- D. N. Schramm. Nucleosynthesis of  $^{26}\text{Al}$  in the Early Solar System and in Cosmic Rays. *Ap&SS*, 13 :249–266, September 1971. doi : 10.1007/BF00656331.
- P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks, and S. R. Pottasch. The galactic abundance gradient. *MNRAS*, 204 :53–112, July 1983.
- D. M. Smith. Gamma-Ray Line Observations with RHESSI. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler, editors, *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, volume 552 of *ESA Special Publication*, pages 45–+, October 2004.
- G. A. Tammann, W. Loeffler, and A. Schroeder. The Galactic supernova rate. *ApJS*, 92 :487–493, June 1994. doi : 10.1086/192002.
- W. Wang, M. J. Harris, R. Diehl, H. Halloin, B. Cordier, A. W. Strong, K. Kretschmer, J. Knödseder, P. Jean, G. G. Lichti, J. P. Roques, S. Schanne, A. von Kienlin, G. Weidenspointner, and C. Wunderer. SPI observations of the diffuse  $^{60}\text{Fe}$  emission in the Galaxy. *A&A*, 469 :1005–1012, July 2007. doi : 10.1051/0004-6361 :20066982.
- T. Wong and L. Blitz. The Relationship between Gas Content and Star Formation in Molecule-rich Spiral Galaxies. *ApJ*, 569 :157–183, April 2002. doi : 10.1086/339287.
- S. E. Woosley. Neutron-rich Nucleosynthesis in Carbon Deflagration Supernovae. *ApJ*, 476 :801–+, February 1997. doi : 10.1086/303650.

# Chapitre 7

## L'activité nucléosynthétique de la région du Cygne

Afin d'éprouver plus en détail les modèles stellaires et leur nucléosynthèse, nous nous sommes restreints à une région plus petite, dont la population et les caractéristiques spatiales nous sont mieux connues que pour la Galaxie, mais qui dans le même temps délivre un signal de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  suffisamment intense que nous puissions l'observer sans ambiguïté. Les conditions sont drastiques, mais il existe heureusement un candidat : la région du Cygne.

### 7.1 Le Cygne, une région riche ... et brûlante

#### 7.1.1 Une structure ambiguë...

La singularité de la région du Cygne apparaît clairement sur plusieurs clichés de la Galaxie à différentes longueurs d'onde. La région comprise entre  $70^\circ$  et  $90^\circ$  de longitude est particulièrement proéminente en continuum radio à 0.4 et 2.7 GHz, dans la raie du CO à 115 GHz, dans l'infra-rouge traçant l'émission de la poussière et dans les gamma d'énergies supérieures à 300 MeV, indiquant une forte concentration de matière autant que la présence de sources puissantes de rayonnement. La question est alors de savoir s'il s'agit là d'une superposition apparente de plusieurs objets répartis sur une dizaine de kpc, ou d'une unique structure particulièrement énergétique. La direction de la région du Cygne est tangente au bras Local (ou bras d'Orion) ; cette proximité du cercle solaire compromet l'évaluation cinématique des distances jusqu'à environ 4 kpc car les variations de vitesse radiale le long de la ligne de visée sont inférieures à la dispersion des vitesses des nuages interstellaires. L'étude de la région est compliquée par cette confusion des distances autant que par la forte absorption interstellaire dans cette direction. Les cartes d'extinction obtenues grâce

au CO, au rougissement des bandes spectrales infra-rouges J,H,K ou par le comptage des étoiles indiquent des niveaux d'atténuation allant jusqu'à  $A_v = 32$  [Bontemps, 2008]. La distribution des différents objets le long de la ligne de visée a donc longtemps été sujette à controverses (voir discussion et références plus loin), mais ces dernières années ont vu plusieurs campagnes d'observations permettre des avancées importantes sur ce point.

L'essentiel de ce que la région du Cygne recèle se cache derrière le Great Cygnus Rift, un ensemble de trois nuages moléculaires se trouvant en avant-plan à une distance d'environ 600 pc et entraînant une extinction de quelques magnitudes [Laugalys and Straizys, 2002]. La zone la plus active de la région du Cygne couvre une étendue d'environ  $10^\circ \times 10^\circ$  et est connue sous le nom de Cygnus X, une appellation remontant aux observations de Piddington and Minnett [1952] qui révélèrent une source très étendue d'émission radio apparemment thermique. Les observations ultérieures de Wendker et al. [1991] ont permis de séparer spatialement et spectralement les différentes contributions à cette émission. Sources extragalactiques et restes de supernova mis à part, Cygnus X apparaît en radio comme la superposition d'un grand nombre de sources étendues d'émission thermique, des régions HII plus ou moins denses, sur un fond galactique non-thermique. La région est particulièrement riche en étoiles massives, et les principales étoiles OB ont été réparties en 9 groupes par Humphreys [1978]. Ce premier travail a toutefois fortement pâti de l'extinction interstellaire précédemment évoquée. Un recensement plus précis du contenu stellaire de la région du Cygne a été réalisé par Knödlseider [2000], Knödlseider et al. [2002] à partir du catalogue de sources ponctuelles 2MASS<sup>1</sup> [Le Duigou and Knödlseider, 2002]. Cette approche a mis en évidence que la population de l'amas Cyg OB2 avait été considérablement sous-évaluée et qu'en fait d'association OB, Cyg OB2 se trouve plutôt avoir les caractéristiques d'un jeune amas globulaire : le nombre d'étoiles de type O est estimé entre 100 et 120 [Knödlseider, 2000, Comeron and Pascual, 2000], une concentration rarement égalée dans la Galaxie. La proximité est étonnante également (comparée à d'autres associations OB importantes) avec une distance estimée à 1.5-1.7 kpc. Le caractère exceptionnel de cet objet incite tout naturellement à penser que les spécificités apparentes de la région du Cygne trouvent leurs origines dans la débauche d'énergie radiative et mécanique qu'un tel rassemblement laisse supposer.

Une des premières propositions en ce sens fut celle de Véron [1965], qui avançait que les données radio sur Cygnus X pouvaient être interprétées comme l'émission thermique d'une sphère de Strömgren de 160 pc de diamètre, avec pour source de rayonnement l'association VI Cygni (ancienne dénomination de Cyg OB2) située en son centre. Un argument supplémentaire en faveur d'un complexe unique dans le

---

<sup>1</sup>L'extinction réduite dans les bandes infra-rouges J,H et K permettant d'atteindre des objets enfouis profondément.

Cygne fut développé par Cash et al. [1980] à partir des données X de l'expérience HEAO1-A2. Des observations dans la bande 0.5-1.0 keV montrent en effet un gigantesque anneau de 13° entourant Cygnus X. L'auteur interprète alors cette émission X, ainsi que d'autres observations de régions HI et HII, comme résultant d'une superbulle qui serait alimentée par l'amas Cyg OB2. Les étoiles massives connues à l'époque comme appartenant à Cyg OB2 sont trop peu nombreuses pour avoir produit par leurs vents une structure d'un tel gigantisme, ce qui conduisit Cash et al. [1980] à envisager comme source d'énergie une série de 30-100 supernovae ayant explosé tout au long des 3-10 derniers millions d'années. Les étoiles massives observées aujourd'hui dans Cyg OB2 seraient alors d'une génération ultérieure à celles qui ont creusé la superbulle. Cependant, d'autres travaux réfutent l'idée selon laquelle la région du Cygne telle que nous la voyons serait dominée par une structure unique et cohérente [Bochkarev and Sitnik, 1985, Wendker et al., 1991, Uyaniker et al., 2001]. D'après Uyaniker et al. [2001], les observations X, CO, radio et infra-rouge de la région du Cygne ne suggèrent aucune corrélation spatiale, et les morphologies apparentes sont le simple résultat d'un enchevêtrement de bulles HII et de nuages moléculaires le long du bras d'Orion vu en enfilade. Cette conclusion, toutefois, a été tirée sans prendre en compte la révision du contenu stellaire de Cyg OB2. Et s'il est indéniable que bien des objets de la région du Cygne se distribuent sur la profondeur, la présence d'un amas jeune si peuplé que Cyg OB2 va nécessairement sculpter son environnement sur de grandes échelles. Ou alors le milieu interstellaire qui l'entoure possède des caractéristiques bien inhabituelles, et ce serait un autre dilemme que de l'expliquer.

### 7.1.2 ... finalement résolue !

L'analyse d'observations sub-millimétriques de la raie du CO dans la région du Cygne révèle deux énormes complexes, Nord et Sud, de nuages moléculaires dont les masses s'élèvent respectivement à 2.8 et 4.8  $10^5 M_{\odot}$  [Schneider et al., 2006]. Les auteurs ont comparé ces données CO à des observations MSX de l'émission à 8.3  $\mu\text{m}^2$  et par des corrélations spatiales entre pics d'émission CO, amas stellaires, et régions HII, ils ont pu montrer que la majorité des nuages moléculaires de la région du Cygne participent d'une structure cohérente située à environ 1.7 kpc. Ce complexe moléculaire est en toute vraisemblance le réservoir de matière à partir duquel les amas Cyg OB2, OB9 et peut-être OB1 se sont formés. Le rayonnement et les vents de leurs étoiles les plus massives ont par la suite allumé des sites secondaires de formation stellaire par compression des plus denses nuages moléculaires alentours. En témoigne le grand nombre de sources ponctuelles très lumineuses observées en infra-rouge [Hora, 2008] dans Cygnus X autant que dans Cyg OB2 et trahissant l'existence d'objets

---

<sup>2</sup>L'émission étendue à 8.3  $\mu\text{m}$  est due aux petits grains et aux molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques chauffés par le rayonnement UV stellaire. Elle indique donc les interfaces entre nuages moléculaires et champs de radiation intense.

protostellaires enfouis dans leurs nuages moléculaires parents. L'impact de Cyg OB2 sur son environnement a été examiné par Lozinskaya et al. [2002], qui dresse une liste des observations pouvant étayer la réalité de la superbulle du Cygne : Un ensemble de filaments optiques révèle la couche de matière interstellaire chassée par la superbulle, l'analyse interférométrique de la raie  $H\alpha$  indiquant une vitesse d'expansion de l'ordre de  $25\text{--}50\text{ km s}^{-1}$ . A l'intérieur de cette coquille, le gaz chaud émet en X et nous apparaît comme un simple anneau à cause d'une forte absorption dans la direction du centre de la structure. Enfin, l'émission radio thermique étendue et diffuse de Cygnus X provient des nuages moléculaires plus ou moins denses ayant survécu à l'épisode de formation stellaire et maintenant ionisé par le rayonnement des étoiles jeunes. Avec la révision du nombre d'étoiles de Cyg OB2, les dimensions de la structure deviennent tout à fait compatibles avec l'énergie que peut fournir l'amas. L'hypothèse de Cash et al. [1980] impliquant quelques dizaines de supernovae n'est plus nécessaire et la seule action des vents stellaires pendant quelques millions d'années a pu assurer la croissance de la superbulle jusqu'à sa taille présumément observée. Par ailleurs, la région semble extrêmement pauvre en vestiges de supernovae. Le catalogue de Green<sup>3</sup> fait état d'une dizaine de restes de supernova entre les longitudes  $70^\circ$  et  $90^\circ$ , mais d'après une compilation des distances par Kaplan et al. [2004], aucun de ces objets ne semble associé au complexe du Cygne situé à environ  $1.5\text{--}1.7\text{ kpc}$ . La sensibilité des observations radio de Wendker et al. [1991] suggère, sous l'hypothèse que l'évolution des SNRs suit une relation  $\Sigma-d$  entre brillance radio et diamètre, qu'aucun autre reste de supernova du type de ceux observés ailleurs dans la Galaxie n'existe dans la région du Cygne jusqu'à une distance de  $10\text{ kpc}$ . Ce vide semble confirmé par l'absence totale de pulsars dans le complexe du Cygne, d'après les données de positions et distances du catalogue de l'ATNF<sup>4</sup>.

Le Cygne apparaît donc comme une région de formation stellaire exceptionnelle, en grande partie grâce à l'imposant amas Cyg OB2 qu'il abrite. Dans l'optique d'une mise à l'épreuve des calculs de nucléosynthèse, le Cygne est intéressant à plus d'un titre. C'est une région riche en étoiles massives et particulièrement proche, ce qui assurera des flux gamma de décroissance suffisamment intenses pour être détectés. Les nombreuses interrogations qu'elle a suscité ont appelé des études approfondies qui nous en ont transmis une connaissance très détaillée. Enfin, le complexe du Cygne est jeune et apparemment dénué de vestiges d'explosions stellaires. Nous nous attendons donc à n'y trouver que de l' $^{26}\text{Al}$ , le  $^{60}\text{Fe}$  étant exclusivement libéré par les supernovae, ce qui va nous permettre de mesurer uniquement la contribution des vents stellaires à l'éjection d' $^{26}\text{Al}$  et de faire progresser la question de son origine.

---

<sup>3</sup>Green D. A., 2006, 'A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (2006 April version)', Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, Cambridge, United Kingdom ("http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/")

<sup>4</sup>Catalogue version 1.32 ("http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/")

## 7.2 L'activité nucléosynthétique du Cygne révélée par SPI

L'étude des signaux de nucléosynthèse en provenance de la région du Cygne poursuit deux objectifs : premièrement définir la morphologie de l'émission afin de pouvoir l'associer à une population stellaire, puis quantifier l'intensité du signal de décroissance dans la zone délimitée pour permettre une comparaison à des prédictions théoriques pour la population retenue. Les capacités de spectrométrie fine de SPI nous informeront alors sur la cinématique du milieu dans lequel les produits de nucléosynthèse évoluent. Le signal de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  en provenance du Cygne étant relativement fort, nous nous appuierons sur lui pour la détermination de l'étendue de la source et nous utiliserons ensuite le résultat obtenu pour rechercher l'émission du  $^{60}\text{Fe}$ . Comme pour l'étude précédente de la Galaxie, nous nous concentrerons ici sur les résultats. Le traitement des données SPI ayant permis d'aboutir à ces résultats est présenté en Annexe.

### 7.2.1 La morphologie de l'émission

La méthode adoptée pour caractériser la morphologie de l'émission à 1809 keV est, comme pour l'étude galactique, l'ajustement de modèles. Rappelons que l'avantage de cette méthode sur une approche de reconstruction d'image est qu'elle permet de travailler directement avec des modèles réalistes, en termes astrophysiques autant que vis-à-vis du pouvoir de résolution de l'instrument, alors que les algorithmes d'imagerie génèrent fréquemment des artefacts dus à la combinaison des fluctuations statistiques, du multiplexage par le masque codé et de l'exposition inégale. Par ailleurs, l'ajustement de modèles permet d'accéder aux incertitudes sur les caractéristiques de la zone d'émission, ce que les algorithmes d'imagerie classiques, qui sont des processus non-linéaires, ne fournissent pas.

Pour le cas présent, j'ai sélectionné 6 modèles différents pour représenter la région du Cygne : une source ponctuelle (ce qui pour SPI signifie une source de diamètre inférieur à  $2.8^\circ$ ) ainsi que des gaussiennes 2D d'écart-type  $\sigma=1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$  et  $5^\circ$ . La taille caractéristique de chaque modèle est donnée par  $3 \times \sigma$ , ce qui correspond à environ 68% du flux. Nous savons d'après les cartes du ciel à 1809 keV de COMPTEL et de SPI que l'émission de l' $^{26}\text{Al}$  dans le Cygne est relativement étendue, et pour une source faible de plusieurs degrés, on ne peut attendre de SPI bien plus qu'une position et une taille caractéristique.

Chaque modèle a été testé sur une grille de 176 positions s'étendant de  $65^\circ$  à  $95^\circ$  en longitude et de  $-10^\circ$  à  $10^\circ$  en latitude (par pas de  $2^\circ$  dans chaque direction). Les modèles sont ensuite comparés entre eux via leur MLR. Rappelons que le MLR permet de tester l'hypothèse que la contribution de la source dans la modélisation



des données est nulle (soit que le modèle est inadapté, ou que le flux est trop faible). Si tel est effectivement le cas, les valeurs du MLR sur une grille donnée de modèles devraient suivre une loi du  $\chi^2$  à 3 degrés de liberté qui sont le flux et la position en longitude et latitude de la source. La valeur du MLR peut donc être traduite en une probabilité que l'amélioration du critère de maximum de vraisemblance par l'ajout du modèle de source soit un effet purement statistique. En clair, plus la valeur du MLR est grande, plus la probabilité que le modèle céleste ajusté traduise une certaine réalité est importante. En comparant deux modèles différents (par leur taille ou par leur position), le plus vraisemblable est donc celui qui présente le MLR le plus haut (avec une significativité qui dépend de l'écart entre les deux valeurs).

Dans le cas des grilles de modèles auxquelles nous allons confronter les observations du Cygne, cependant, il faut tenir compte, avant de comparer les valeurs de MLR obtenues, du nombre de tirages indépendants de ce MLR pour chaque grille. L'écart entre deux points indépendants dans le ciel de SPI est donné par la résolution angulaire de l'instrument, qui est de  $2.8^\circ$ , ce qui fixe le nombre maximum  $N_1$  de valeurs indépendantes du MLR que l'on peut avoir pour une portion de ciel donnée. Ensuite, l'écart entre deux positions indépendantes dans le ciel pour un modèle donné correspond à la taille caractéristique du modèle, ce qui donne un nombre  $N_2$  de tirages indépendants pour un modèle donné. Pour chaque grille, le nombre de tirages indépendants est donc le plus petit des nombres  $N_1$  et  $N_2$ , et diminue à mesure que la taille du modèle augmente. La probabilité d'obtenir, dû à la simple fluctuation statistique, de fortes valeurs du MLR pour les petits modèles comme la source ponctuelle est donc plus importante, et c'est cela qu'il nous faut corriger avant de procéder à une comparaison des grilles de modèles. La correction de chaque grille de MLR par le nombre de tirages indépendants est appliquée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} N &= \min(N_1, N_2) \\ MLR_{pre} &\rightarrow P = \text{Prob}(X \leq MLR_{pre}, \chi_3^2) \\ P^N &= \text{Prob}(X \leq MLR_{post}, \chi_3^2) \rightarrow MLR_{post} \end{aligned} \tag{7.1}$$

Les termes  $MLR_{pre}$  et  $MLR_{post}$  représentent respectivement le MLR avant et après correction par le nombre de tirages indépendants, tandis que  $X$  désigne une variable aléatoire distribuée selon la loi du  $\chi^2$  à 3 degrés de liberté. Cette méthode de caractérisation morphologique a été testée sur une dizaine de cas simulés, avec des sources vraies gaussiennes de  $2^\circ \times 2^\circ$  et  $4^\circ \times 4^\circ$ , et j'ai pu constater qu'elle permettait effectivement de retrouver, dans les incertitudes, la position et la taille de la source vraie. Il eût été intéressant de dresser des statistiques sur le succès de la méthode pour chaque type de source, mais le temps de calcul requis est malheureusement prohibitif ( $6 \times 176$  calculs pour chaque cas simulé, sachant qu'un calcul peut nécessiter plusieurs heures).

L'approche exposée ci-dessus a donc été appliquée aux données réelles recueillies

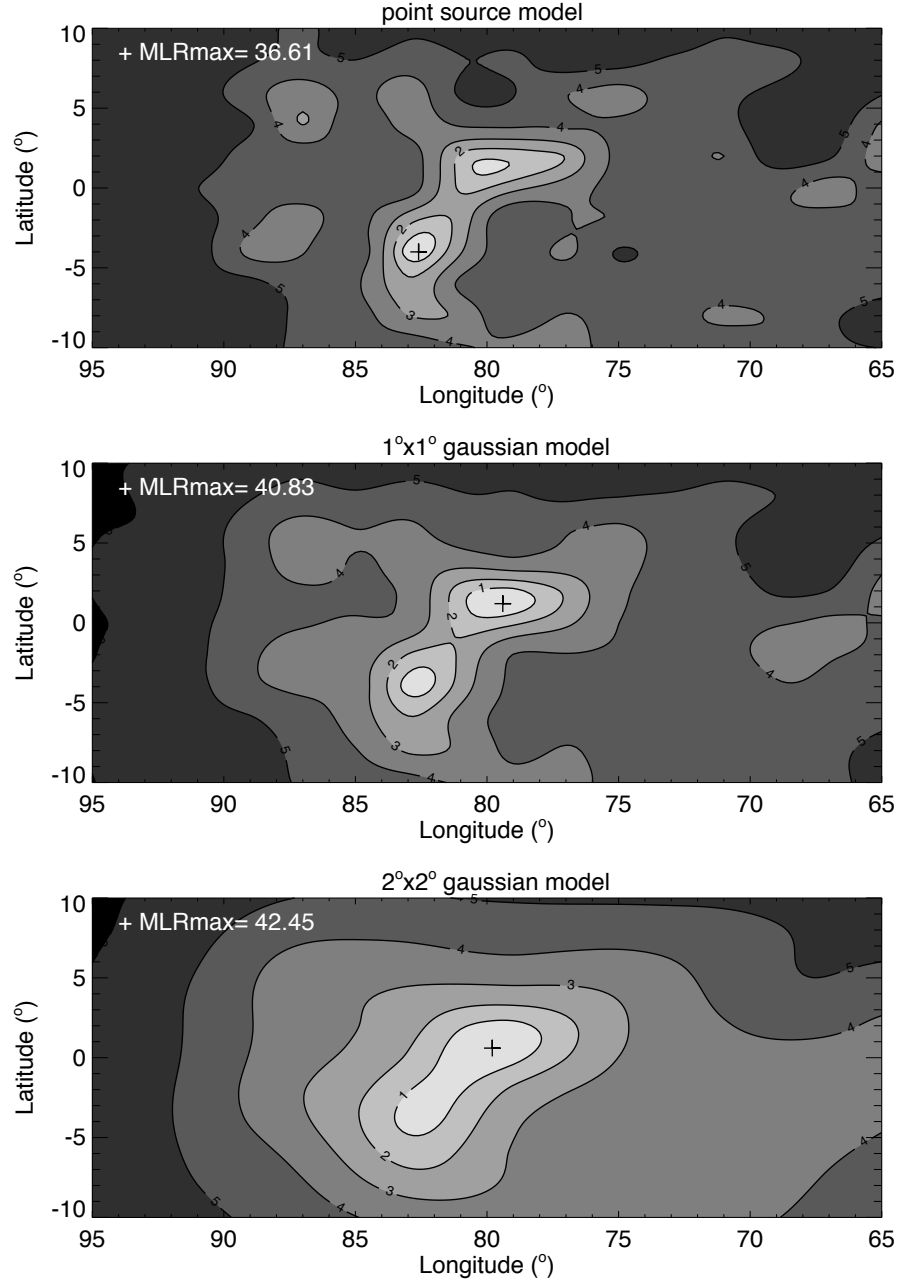


FIG. 7.1 – Cartes de MLR corrigé pour les modèles suivants de la région du Cygne : source ponctuelle, gaussienne  $1^\circ \times 1^\circ$  et  $2^\circ \times 2^\circ$  (de haut en bas). Le MLR maximum pour chaque grille est indiqué par une croix, et les contours donnent les intervalles de confiance autour de cette position optimale (en nombre croissant de  $\sigma$ ).

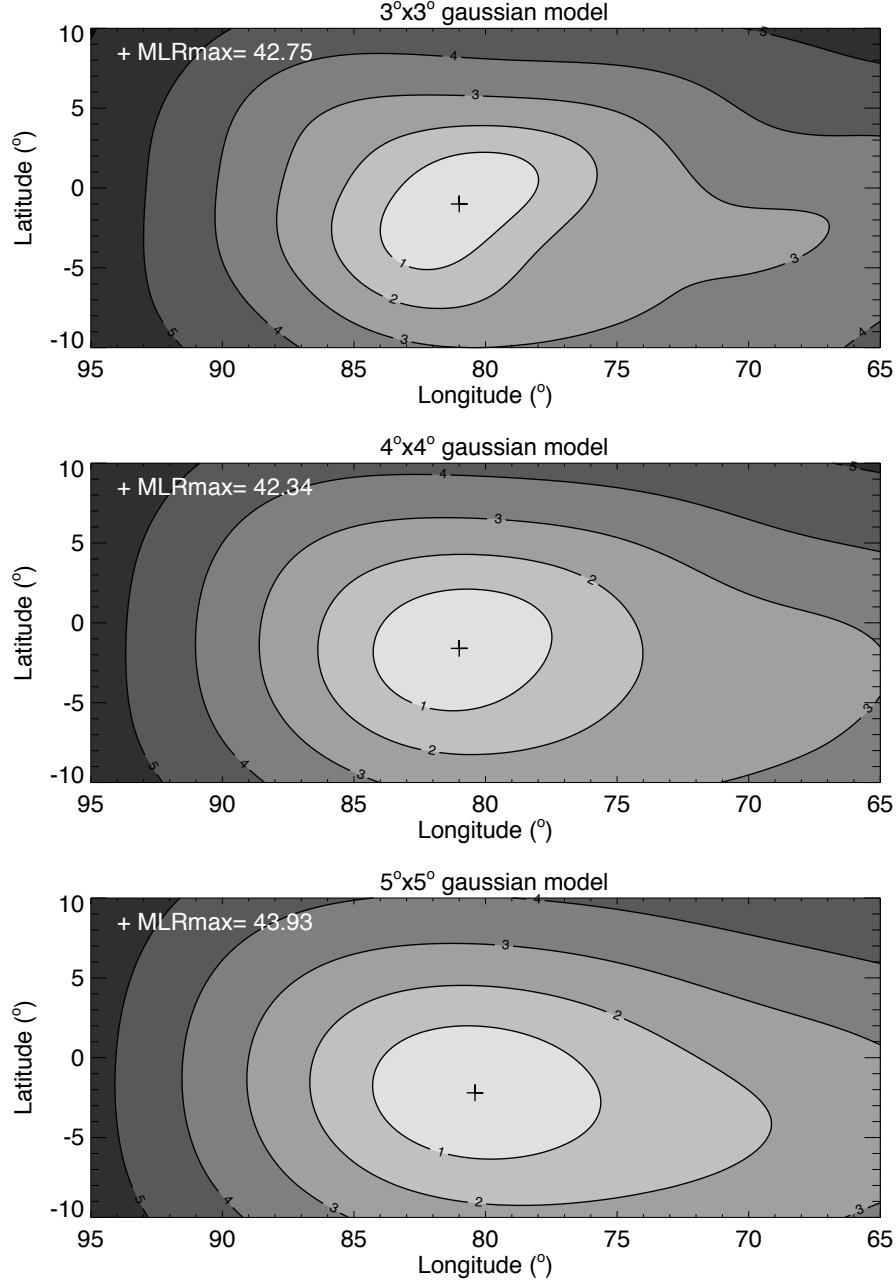


FIG. 7.2 – Cartes de MLR corrigé pour les modèles suivants de la région du Cygne : gaussienne  $3^\circ \times 3^\circ$ ,  $4^\circ \times 4^\circ$  et  $5^\circ \times 5^\circ$  (de haut en bas). Le MLR maximum pour chaque grille est indiqué par une croix, et les contours donnent les intervalles de confiance autour de cette position optimale (en nombre croissant de  $\sigma$ ).

TAB. 7.1 – Caractéristiques spectrales de l'émission à 1809 keV de la région du Cygne, à partir de 4 années d'observations INTEGRAL/SPI

Flux	$(6.0 \pm 2.2) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Position	$1808.8 \pm 0.4 \text{ keV}$
Largeur (FWHM)	$3.4 \pm 1.0 \text{ keV}$
$\chi^2$ (dof)	17 (36)

par SPI sur la région du Cygne. Les cartes de MLR corrigés finalement obtenues sont présentées en Figs. 7.1 et 7.2. Le MLR maximum pour chaque grille est indiqué par une croix, et les contours donnent les intervalles de confiance autour de cette position optimale (en nombre croissant de  $\sigma$ ).

Il ressort de cette étude de morphologie que l'origine de l'émission à 1809 keV provenant du Cygne n'est définitivement pas une source ponctuelle. La tendance croissante du MLR semble plutôt indiquer une source étendue d'au moins  $6^\circ$  à  $9^\circ$ , telles les gaussiennes  $2^\circ \times 2^\circ$  et  $3^\circ \times 3^\circ$ . L'extension maximale de la source, en revanche, est mal contrainte puisque l'on ne trouve pas maximum global. Ceci est un effet du masque codé, dont les performances en imagerie diminuent à mesure que l'étendue de la source augmente. Pour des sources très étendues, SPI fonctionne comme un simple collimateur et ne peut détecter l'émission qu'en alternant les pointages entre la source (ON) et un champ vide (OFF). Dans ce cas, le profil exact du modèle de source importe peu, tant que l'étendue de l'émission est inférieure au champ de vue et que le flux reçu par le plan de détection est reproduit. Pour la suite, nous allons donc utiliser comme modèle de l'émission à 1809 keV du Cygne une gaussienne  $3^\circ \times 3^\circ$ . L'optimum en terme de position pour ce modèle se situe en  $(l,b)=(81^\circ,-1^\circ)$ , avec une incertitude de l'ordre de  $3^\circ$  dans chaque direction. Il est d'ores et déjà intéressant de noter que cette position est compatible avec la position de Cyg OB2.

### 7.2.2 Les caractéristiques des signaux de décroissance

La morphologie de la zone d'émission à 1809 keV ayant été établie, nous pouvons à présent procéder à l'étude des caractéristiques du signal : son flux ainsi que ses propriétés spectrales.

L'ajustement du modèle céleste sélectionné, une gaussienne  $3^\circ \times 3^\circ$  centrée en  $(l,b)=(81^\circ,-1^\circ)$ , aux données SE de SPI fournit le spectre présenté en Fig. 7.3. Les caractéristiques de la raie, après ajustement d'un profil gaussien sont listées dans le tableau 7.1. L'incertitude importante sur le flux résulte des incertitudes combinées

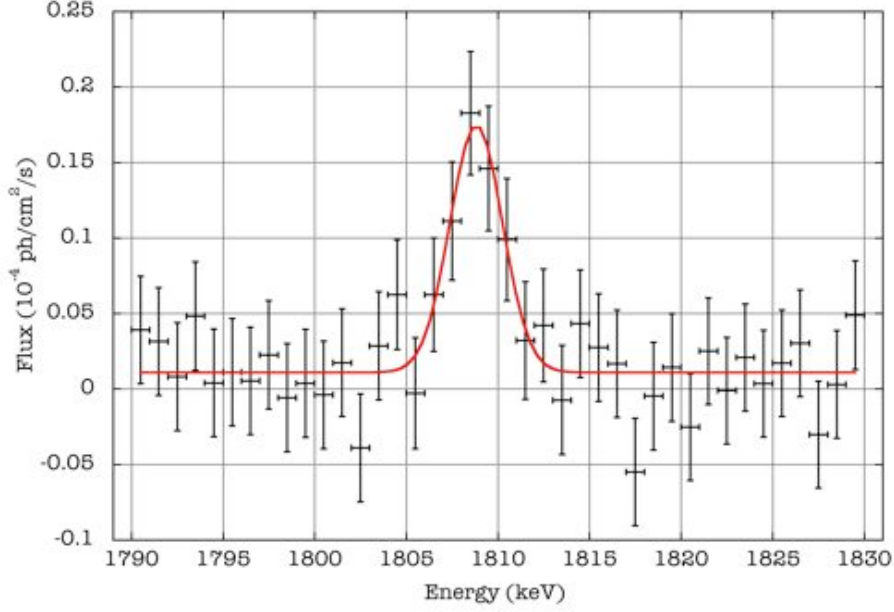


FIG. 7.3 – Spectre à 1809 keV de la région du Cygne à partir de 4 ans d’observations INTEGRAL/SPI (données SE).

sur la hauteur et la largeur de la gaussienne. A présent que nous savons que le profil spectral de la raie est correct, nous pouvons négliger cette dernière source d’incertitude afin d’obtenir une mesure plus précise du flux. L’ajustement du modèle gaussien aux données SPI pour un seul bin en énergie de 1806 à 1812 keV donne un flux de  $(6.0 \pm 1.0) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , soit une significativité de détection de  $6\sigma$ .

Ce flux provenant de la direction du Cygne est cependant la somme de deux contributions : l’émission due aux nombreuses associations OB situées entre 1.5 et 2.0 kpc de distance, ainsi que le rayonnement d’arrière-plan du disque galactique. Grâce à la modélisation de l’émission galactique par une distribution annulaire de matière (voir la partie 6.2), nous avons pu évaluer le flux propre à la population du Cygne à  $(3.8 \pm 1.1) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , et c’est cette valeur qui nous intéressera par la suite.

Revenons aux caractéristiques spectrales du signal à 1809 keV du Cygne. La raie de décroissance de  $^{26}\text{Al}$  n’est pas décalée en énergie, indiquant par là même que le milieu dans lequel évolue le radio-isotope est animé d’une vitesse d’ensemble faible par rapport à notre position d’observateurs. Ce résultat est tout à fait cohérent avec le profil de rotation galactique. Les cartes spectrophotométriques de la Galaxie dans les raies du CO et de l’H $\alpha$  donnent effectivement des vitesses de  $-10$  à  $10 \text{ km s}^{-1}$  dans la direction du Cygne (voir par exemple la carte CO de Dame et al. [2001]). Comme

nous l'avons déjà précisé en 7.1, la direction de la région du Cygne est tangente au bras Local, et les variations de vitesse radiale le long de la ligne de visée sont donc relativement faibles.

La largeur moyenne de la raie observée est supérieure à la résolution spectrale de l'instrument, qui est de 3.0 keV (FWHM) pour les SE, ce qui implique que l' $^{26}\text{Al}$  est soumis à une expansion et/ou à une turbulence à des vitesses typiques de 100-200 km s $^{-1}$ ; nous verrons plus loin que la vitesse d'expansion du gaz dans une superbulle est bien de cette ordre de grandeur. Cependant, il convient de noter qu'à l'intérieur des barres d'erreurs la largeur de la raie est compatible avec la résolution spectrale.

Il nous reste à déterminer le flux d'une éventuelle émission de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$ . Comme nous l'avons déjà mentionné, si la jeunesse apparente de la région du Cygne est avérée, aucun flux à 1173/1332 keV n'est à attendre puisque le  $^{60}\text{Fe}$  est libéré au plus tôt par l'explosion des étoiles les plus massives. J'ai repris ici la méthode de traitement des données qui a permis de mettre en évidence l'émission du  $^{60}\text{Fe}$  galactique. En utilisant le même modèle céleste que pour l'émission à 1809 keV, aucun signal à 1173/1332 keV en provenance du Cygne n'est ressorti (voir Fig. 7.4). La limite supérieure correspondante est de  $1.6 \times 10^{-5}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$  (limite à  $2\sigma$ ). À noter qu'une autre limite supérieure de  $1.1 \times 10^{-5}$  ph cm $^{-2}$  s $^{-1}$ , plus contraignante que la nôtre, a été avancée par Wang et al. [2007]<sup>5</sup>.

## 7.3 Modélisation de l'activité nucléosynthétique du Cygne

À présent que nous avons caractérisé la région du Cygne pour ce qui est de l'émission de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ , nous souhaitons bien évidemment savoir si ces observations peuvent être expliquées par notre connaissance actuelle de la région, et notre compréhension présente de la nucléosynthèse stellaire.

### 7.3.1 Modèle, hypothèses et premiers résultats

La meilleure description de la région du Cygne, en terme de contenu stellaire, est l'inventaire réalisé par Knödlseeder et al. [2002]. Nous allons donc partir de cette estimation de la population du Cygne pour tenter de reproduire les flux observés (ou non) à 1809 et 1173/1332 keV. Tous les amas ou associations d'étoiles situés entre 70

---

<sup>5</sup>L'analyse de Wang et al. [2007] est basée sur une modélisation différente du bruit de fond, impliquant en particulier un nombre plus faible de paramètres d'ajustement d'où une meilleur sensibilité. Toutefois, le flux moyen qu'ils obtiennent sur le radian central est supérieur aux trois autres mesures réalisées (incluant la nôtre) et leurs spectres source montrent des résidus non-négligeables, ce qui suggère la présence possible d'erreurs systématiques.

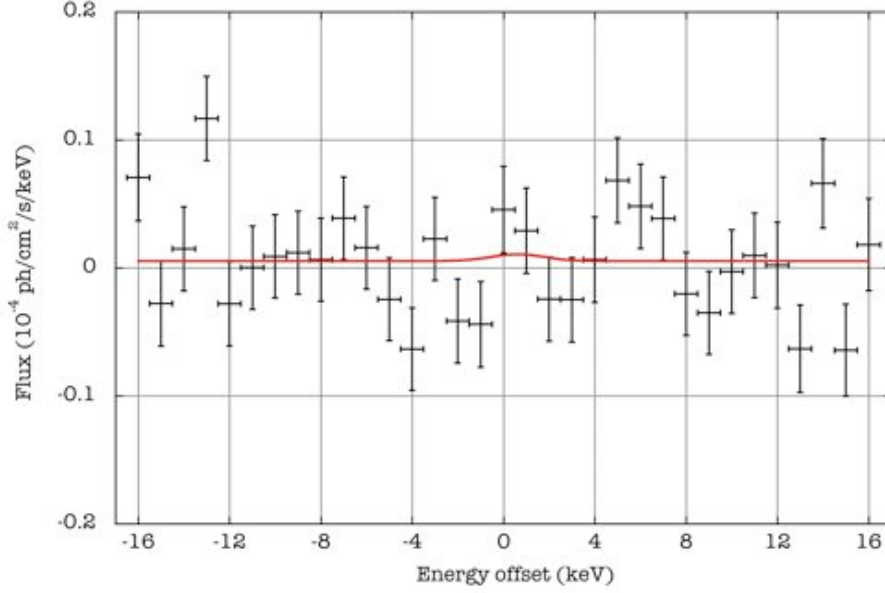


FIG. 7.4 – Spectre de l'émission de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  de la région du Cygne à partir de 4 ans d'observations INTEGRAL/SPI, obtenu en combinant les spectres à 1173 et 1332 keV (données SE+ME2).

et  $90^\circ$  de longitude ont été sélectionnés, soit 16 candidats. Sur ces 16, 3 ont été écartés à cause de leur âge avancé et de leur faible nombre d'étoiles : Roslund 5, Ruprecht 175 et Biurakan 2. Il reste donc 13 associations/amas OB susceptibles d'apporter une contribution non-négligeable au flux à 1809 keV ; ceux-ci sont réunis dans le tableau 7.2.

Le code de synthèse de population présenté dans le chapitre 4 a été utilisé pour chaque association OB retenue, et les flux prédits ont été ajoutés en tenant compte des différences d'âge entre les différents groupements stellaires. Le jeu de rendements exploité pour cette simulation a été construit à partir des modèles stellaires sans rotation de Limongi and Chieffi [2006] pour les étoiles de faibles masses et les phases explosives, et des modèles avec rotation de Meynet and Maeder [2003, 2005] pour les phases hydrostatiques des étoiles les plus massives, typiquement Wolf-Rayet.

Les courbes de lumière à 1809 et 1173/1332 keV ainsi obtenues sont représentées en Fig. 7.5, en même temps que les observations INTEGRAL/SPI de ces raies. Les courbes en pointillés qui bordent les courbes de lumière théoriques délimitent à chaque instant le domaine d'incertitude lié à l'échantillonnage fini de l'IMF. L'axe des abscisses est l'axe du temps, où la valeur 0 correspond à l'instant présent.

TAB. 7.2 – Caractéristiques des associations OB de la région du Cygne utilisées pour la simulation des flux de  $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  (d'après Knödlseeder et al. [2002]).

Nom	Population observée	Distance (pc)	Age (Myr)
Cyg OB1	$23 \in [15, 40 M_{\odot}]$	1905	4
Cyg OB2	$120 \in [20, 120 M_{\odot}]$	1584	2.5
Cyg OB3	$14 \in [25, 60 M_{\odot}]$	2187	3.5
Cyg OB7	$10 \in [7, 25 M_{\odot}]$	832	3.5
Cyg OB8	$6 \in [20, 40 M_{\odot}]$	2399	7.5
Cyg OB9	$8 \in [20, 40 M_{\odot}]$	1259	3.5
Ber 86	$11 \in [7, 25 M_{\odot}]$	1660	4
Ber 87	$24 \in [7, 25 M_{\odot}]$	1905	4.5
NGC 6871	$13 \in [7, 25 M_{\odot}]$	2399	5.5
NGC 6913	$13 \in [7, 40 M_{\odot}]$	1820	3.5
NGC 6910	$7 \in [7, 25 M_{\odot}]$	1820	4.5
NGC 6883	$2 \in [12, 15 M_{\odot}]$	1820	15
IC 4996	$6 \in [6, 25 M_{\odot}]$	1660	5.5

On constate d'après ce graphique que le flux à 1809 keV prédit à la date d'aujourd'hui est marginalement compatible avec les observations SPI. Toutefois, il faut tenir compte de la sous-estimation des âges des amas fournis dans le tableau 7.2. En effet, la détermination de l'âge des associations OB par Knödlseeder et al. [2002] a été réalisée par ajustement d'isochrones aux diagrammes Hertzsprung-Russel (HR) de ces associations. A l'époque de ce travail, cependant, les isochrones disponibles provenaient de modèles stellaires sans rotation. Nous savons à présent que la rotation augmente la durée de vie des modèles de 15 à 25% [Meynet and Maeder, 2003], principalement grâce à l'allongement de la séquence principale. L'âge réel des amas stellaires du tableau 7.2 est donc probablement plus grand de 0.5 à 1 Myr, ce qui nous amène, en ce qui concerne notre synthèse de population, dans un domaine de compatibilité entre les flux à 1809 keV prédit et observé. Il faut noter ici que les incertitudes sur l'âge des amas sont relativement fortes, de l'ordre du Myr ; la dispersion des diagrammes



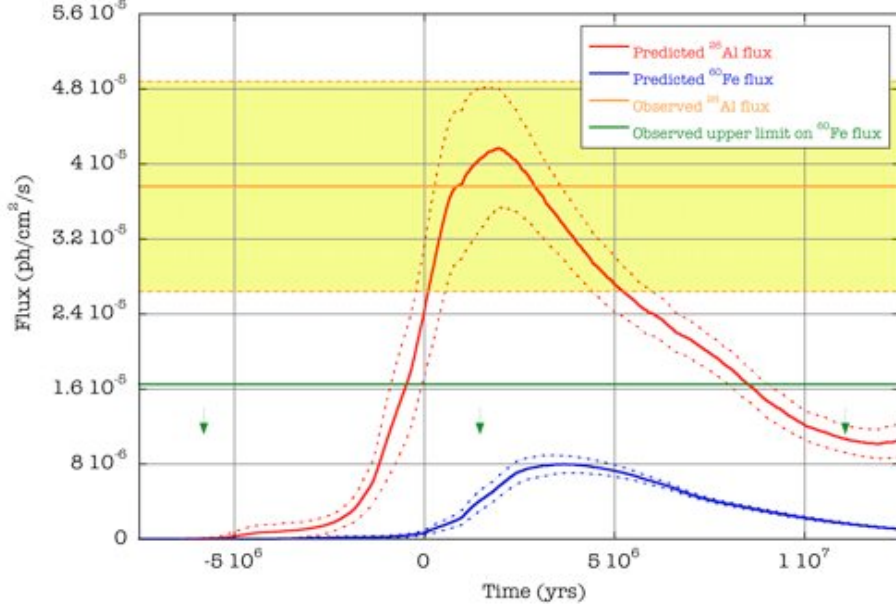


FIG. 7.5 – Flux de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  prédits pour la région du Cygne en fonction du temps (courbes rouge et bleue respectivement) ; l'instant présent correspond au point 0 de l'abscisse. Les flux de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  observés par INTEGRAL/SPI sont figurés par le domaine orange et la limite verte respectivement. Les calculs ont été réalisés pour une métallicité solaire et une pente d'IMF de 1.35.

HR est importante pour de multiples raisons (formation stellaire non instantanée, vitesses initiales de rotation stellaire différentes, contamination de l'arrière-plan, binarité...) et l'ajustement des isochrones s'en ressent, en particulier pour les petites associations. D'autre part, l'incertitude sur la distance des amas n'a pas été prise en compte dans notre simulation. L'incertitude sur les flux prédits est donc plus grande que ce qui est représenté en Fig. 7.5.

Pour ce qui est du  $^{60}\text{Fe}$ , notre limite supérieure est compatible avec le faible flux attendu sur toute la durée de la simulation (c'est également le cas pour la limite supérieure de  $1.1 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  publiée par Wang et al. [2007]). Le flux de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  n'apporte donc aucune contrainte directement, mais le fait qu'il soit exclusivement associé aux supernovae demeure intéressant. En effet, nous avons expliqué précédemment que notre position réelle dans le diagramme 7.5 est très vraisemblablement supérieure de 0.5 à 1 Myr. Avec ce "bond en avant", le flux à 1809 keV prédit est réconcilié avec nos observations, mais dans le même temps le flux

à 1173/1332 keV augmente, traduisant une contribution des supernovae à l'activité nucléosynthétique du Cygne. A 1 Myr, le nombre de supernovae ayant explosé est de l'ordre d'une vingtaine, alors que nous n'observons aujourd'hui aucune trace de tels événements (voir section 7.1). Notre position réelle dans le diagramme 7.5 se trouve donc contrainte par cette absence de vestiges de supernova ou de pulsars dans la région du Cygne.

Cependant, bien que les incertitudes sur l'âge réel des associations OB du Cygne, et donc sur la chronologie exacte des événements, soient importantes, il est tout à fait possible que le Cygne abrite un certain nombre de vestiges de supernovae dont nous n'avons pas décelé l'existence. Les trois manifestations classiques d'un vestige de supernova sont : une émission synchrotron observable dans le domaine radio, une émission de freinage observable en X, et une forte émission optique de raies interdites telles que [SII] ou [NII]. La plupart des étoiles massives, cependant, vit dans des associations OB. L'extrême luminosité et les forts vents stellaires de ces associations OB modifient considérablement le milieu environnant, et engendrent la formation d'une superbulle autour de l'amas stellaire : le milieu interstellaire est balayé en une couche dense à l'intérieur de laquelle se répand un milieu ténu de très haute température. Chu [1997] a montré que les supernovae qui explosent dans des superbulles ne produisent ensuite aucune des signatures classiques de SNR, en raison de la faible densité du milieu. Un excès diffus d'émission X (par rapport à l'émission X de la superbulle) peut être observé si le SNR en expansion rencontre des surdensités à l'intérieur de la superbulle ou entre en collision avec la coquille de milieu interstellaire choqué. Selon Chu [1997] : (...) *the well-studied classical, isolated, SNRs comprise an incomplete and possibly physically biased subsample of the entire remnant population*. Comme nous étudions ici plusieurs associations OB particulièrement riches, il est tout à fait envisageable qu'un certain nombre de ces SNRs "inhabituels" se cachent dans leurs superbulles.

Il faut également se rappeler que les rendements de supernovae utilisés dans le cadre de ce travail pourraient être en deçà de la réalité. Une telle hypothèse est justifiée par le fait que les rendements de supernovae que nous utilisons proviennent de modèles sans rotation. Limongi and Chieffi [2006] soulignent bien dans leur publication l'importance de la convection et du mélange pour la production d' $^{26}\text{Al}$  et de  $^{60}\text{Fe}$  dans la combustion en couche du C et du Ne (et sans doute également de l'He pour les étoiles les plus massives). La convection, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, alimente la combustion et emporte les produits fraîchement synthétisés vers des conditions de plus basses température et pression, où la durée de vie des isotopes qui nous intéressent s'allonge considérablement. L'effet de la rotation sur les stades avancés de combustion en couche n'a jamais été évalué, mais s'il devait être comparable à son impact sur la production d' $^{26}\text{Al}$  lors de la combustion centrale de l'H [Palacios et al., 2005], les rendements en  $^{26}\text{Al}$  et  $^{60}\text{Fe}$  des supernova pourraient connaître une forte augmentation. Toutes choses égales par ailleurs, des rendements

de supernovae supérieurs impliquent un nombre plus faible d'explosions pour contribuer au niveau de flux à 1809 keV observé aujourd'hui.

Les résultats présentés ci-dessus constituent une avancée sur les travaux antérieurs car il n'a jamais été possible auparavant d'obtenir un accord entre observations et prédictions du flux à 1809 keV pour la région du Cygne, même indépendamment de la chronologie exacte des événements (un des derniers travaux en ce sens aboutissait à un flux maximum pour la région du Cygne de  $2.5 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [Knödlseider et al., 2002]). Ce succès est le produit de deux progrès : dans un premier temps, notre analyse détaillée de l'émission galactique à 1809 keV a permis de séparer l'émission propre au Cygne et l'émission galactique d'arrière plan, avec pour conséquence une diminution du flux attribué au Cygne (rappelons également que la réalité d'une forte émission d'arrière-plan dans cette direction a été étayée par la modélisation de la nucléosynthèse galactique d' $^{26}\text{Al}$ ) ; parallèlement, l'amélioration des rendements théoriques, par la prise en compte de la rotation stellaire et de la contribution des supernovae de type Ib/c a entraîné une augmentation des flux prédits. Les paragraphes précédents ont toutefois montré les nombreuses incertitudes qui entourent encore le problème. Afin d'apprécier la solidité de notre étude dans son ensemble, il est également nécessaire d'évaluer l'impact sur les flux prédits de deux paramètres habituellement prépondérants : la métallicité et la pente de l'IMF. Les Figs. 7.6 et 7.7 montrent, pour le seul cas de l'amas Cyg OB2 (qui regroupe l'essentiel de la population stellaire de la région du Cygne), comment évoluent les flux lorsque varient ces deux grandeurs.

#### 7.3.2 Effets de la métallicité et de l'IMF

L'impact de l'IMF est trivial, comme le montre la Fig. 7.7. Lorsque la pente de l'IMF se raidit, le nombre d'étoiles très massives baisse ; le pic d'émission de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ , qui se produit vers 5-6 Myr et est dû aux forts vents stellaires de ces étoiles et/ou à leur explosion, diminue en conséquence. Corrélativement, le second pic d'émission, qui se produit entre 15 et 20 Myr et résulte de l'explosion des étoiles de 13-15  $M_{\odot}$ , prend de l'ampleur.

La Fig. 7.6 montre que l'impact de la métallicité sur le flux à 1809 keV est limité pour des métallicités sous-solaires. Entre  $Z=0.02$  et  $Z=0.004$ , le pic d'émission culmine à environ  $2.5 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  autour de 4-6 Myr après la formation stellaire. Ce comportement s'explique par l'origine double de l' $^{26}\text{Al}$  :

- L'éjection d' $^{26}\text{Al}$  dans les vents stellaires est liée à la métallicité : c'est en effet l'absorption du rayonnement stellaire par les métaux, en particulier le fer, qui cause la perte de masse ; par ailleurs, la quantité d' $^{26}\text{Al}$  produite lors de la combustion centrale de l'H dépend directement du réservoir initial de  $^{25}\text{Mg}$ . La combinaison de ces deux effets entraîne donc une éjection réduite d' $^{26}\text{Al}$  par

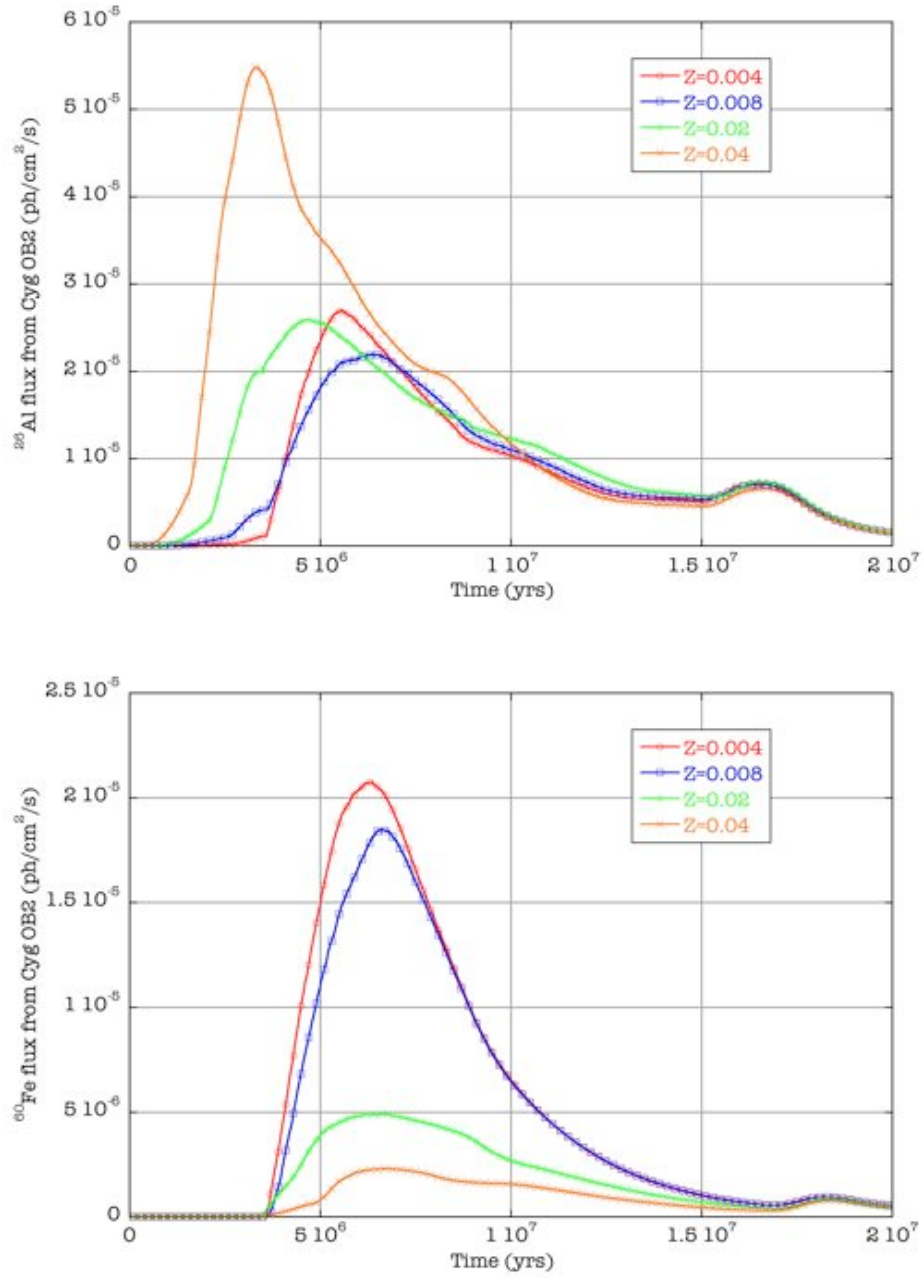


FIG. 7.6 – Flux de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  prédits pour Cyg OB2, en fonction de la métallicité.

### 7.3. Modélisation de l'activité nucléosynthétique du Cygne

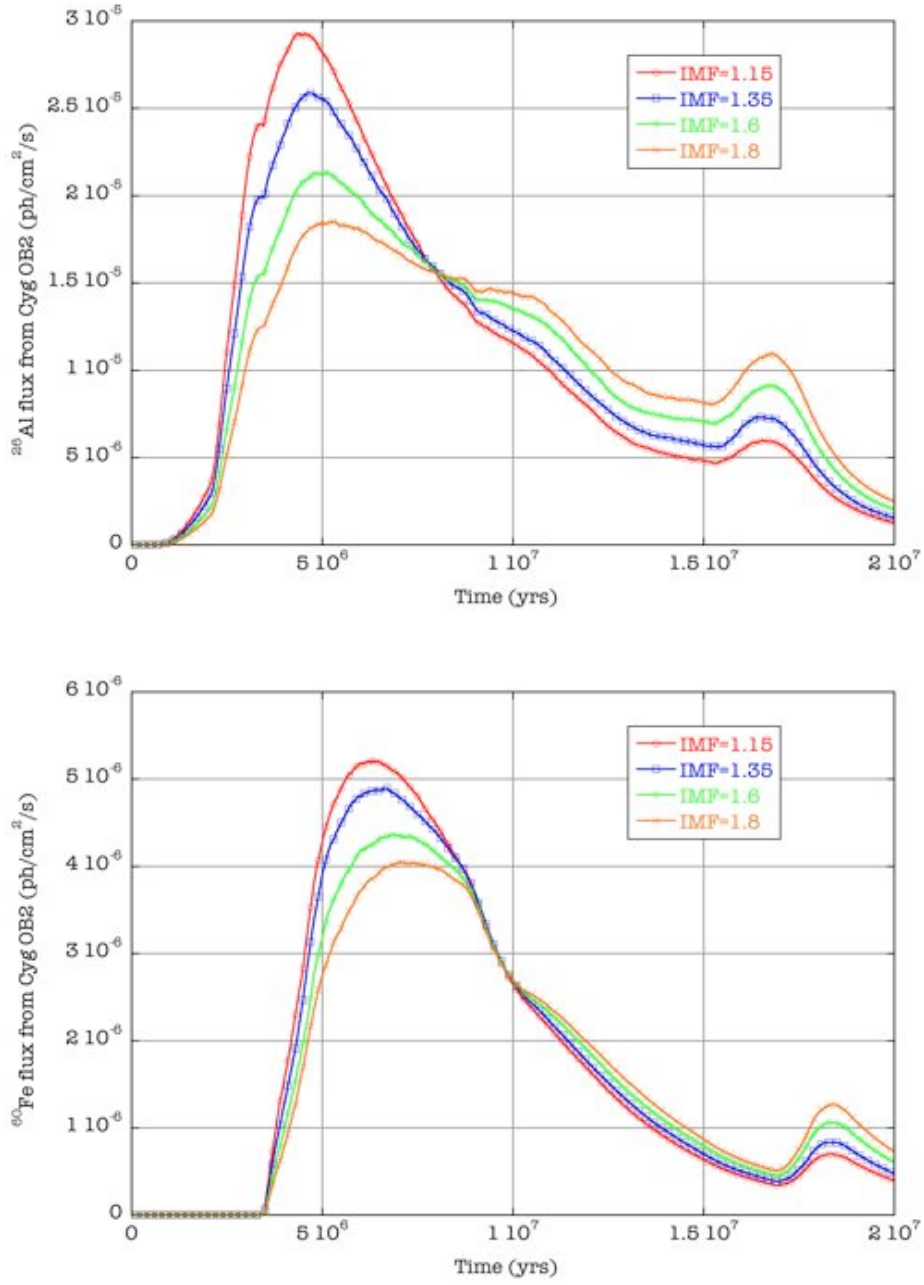


FIG. 7.7 – Flux de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  prédits pour Cyg OB2, en fonction de la pente de l'IMF.

les vents lorsque la métallicité diminue.

- La libération d' $^{26}\text{Al}$  par les supernovae suit une tendance opposée. Les faibles pertes de masse associées aux faibles métallicités permettent des coeurs stellaires plus massifs, et donc une production accrue d' $^{26}\text{Al}$  (et de  $^{60}\text{Fe}$ ) dans les phases finales d'évolution.

Sur la gamme de métallicité  $Z=0.02-0.004$ , il semble que ces évolutions se compensent approximativement. Le  $^{60}\text{Fe}$ , en revanche, est synthétisé uniquement dans les phases finales ; l'effet de la métallicité est donc bien plus important et le pic d'émission à 1173/1332 keV est quasiment multiplié par 4 lorsque la métallicité descend vers  $Z=0.008-0.004$ .

La métallicité du complexe du Cygne est légèrement subsolaire [Daflon et al., 2001], avec des sous-abondances typiques de -0.3 dex, soit  $Z \simeq 0.01$ . D'après les données dont nous disposons, nous pouvons envisager un pic à 1809 keV légèrement plus bas et plus tardif que ce que nous avons obtenu en Fig. 7.5. Pour le  $^{60}\text{Fe}$ , par contre, l'effet est plus marqué, et le flux attendu est probablement deux fois plus grand que dans la cas solaire.

Ces dernières remarques appellent donc une simulation des flux de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  pour une métallicité plus basse et une IMF plus raide. La Fig. 7.8 présente donc les courbes de lumière de la région du Cygne obtenues pour une pente d'IMF de 1.80 et une métallicité de  $Z=0.008$ , c'est à dire légèrement inférieure à la valeur de  $Z \simeq 0.01$  aujourd'hui avancée pour le Cygne. Il faut rappeler ici qu'une pente d'IMF de 1.80 est la valeur indiquée par l'étude galactique du chapitre 6, sous l'hypothèse d'un taux de formation stellaire de 2 étoiles massives par siècle.

Comme anticipé précédemment, le pic d'émission à 1809 keV est effectivement plus tardif et plus bas, tandis que le pic d'émission du  $^{60}\text{Fe}$  voit son flux considérablement augmenté et passe au dessus de la limite supérieure que nous avons trouvée. Il n'est pas évident de réaliser une interpolation pour  $Z=0.01$  des courbes de lumière obtenues pour  $Z=0.008$  et 0.02 car les contributions respectives des vents stellaires et des supernovae à l'éjection d' $^{26}\text{Al}$  varient avec la métallicité, tout comme la durée de vie des étoiles. Pour  $Z=0.01$ , le pic d'émission du  $^{60}\text{Fe}$  culminerait vraisemblablement au niveau de notre limite supérieur (ce qui le place de facto au dessus de celle de Wang et al. [2007]). En ce qui concerne l' $^{26}\text{Al}$ , le pic d'émission se trouverait plutôt vers 3 Myr, avec un maximum proche de la valeur moyenne que nous avons mesurée.

En diminuant la métallicité de  $Z=0.02$  à 0.01 et en utilisant une pente d'IMF de 1.80, l'adéquation entre les flux à 1809 keV prédit et observé devient plus marginale. La contribution des supernovae au pic d'émission de l' $^{26}\text{Al}$  devient plus forte, ce qui donne une importance accrue à la discussion précédente sur la présence éventuelle de SNRs cachés dans leurs superbulles ou sur la sous-estimation des rendements de supernovae. Un aspect extrêmement intéressant de cette nouvelle simulation est que le flux du  $^{60}\text{Fe}$  est deux fois plus intense à  $Z=0.01$  qu'à 0.02, ce qui rend notre limite

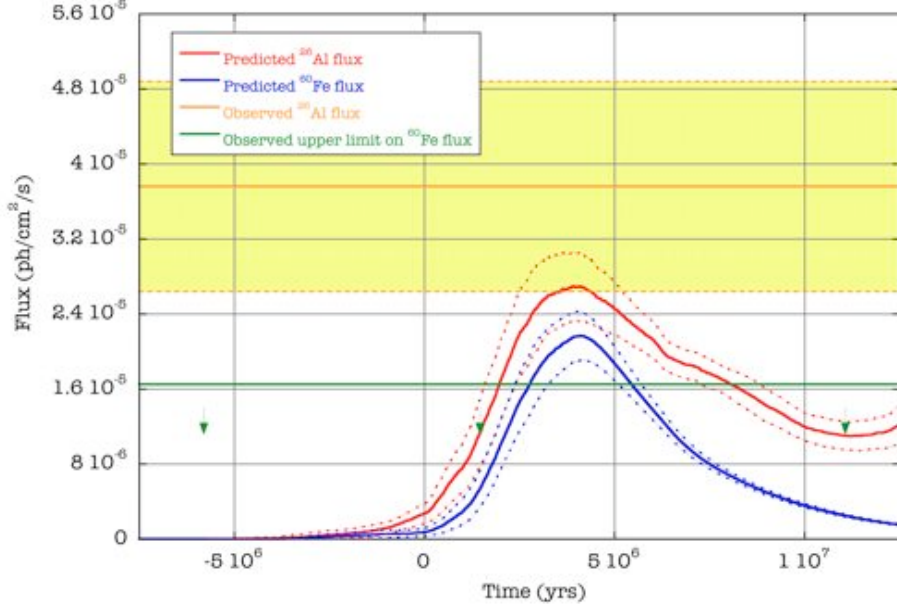


FIG. 7.8 – Flux de décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  prédits et observés pour la région du Cygne. Les calculs ont été réalisés pour une métallicité de 0.008 et une pente d'IMF de 1.80.

supérieure, et à plus forte raison celle de Wang et al. [2007], contraignante. Il faut à ce stade se rappeler que les rendements en  $^{60}\text{Fe}$  des modèles à métallicité initiale non-solaire sont déduits des modèles solaires via la masse des coeurs CO. Comme nous l'avons déjà discuté aux chapitres 4 et 6, il est probable que la production du  $^{60}\text{Fe}$  (et dans une moindre mesure de l' $^{26}\text{Al}$ ) par les supernovae des modèles sous-solaires soit quelque peu surestimée. Le niveau du flux de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  pour  $Z=0.008$  est donc probablement plus bas que ce qui est indiqué en Fig. 7.8. Dans le même temps, il faut également noter que notre limite supérieure sur le flux à 1173/1332 keV en provenance du Cygne vaut pour l'émission totale, c'est à dire la contribution galactique d'arrière-plan plus le flux propre au complexe du Cygne, et est donc très conservative. Des observations supplémentaires de la région pourraient donc soit mettre en évidence un faible signal de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$ , soit abaisser la limite supérieure sur son flux. Dans les deux cas, notre position exacte le long de la courbe de lumière de l' $^{26}\text{Al}$  s'en trouverait contrainte de plus en plus, ce qui permettrait d'effectuer une comparaison encore plus fine des prédictions et des observations.

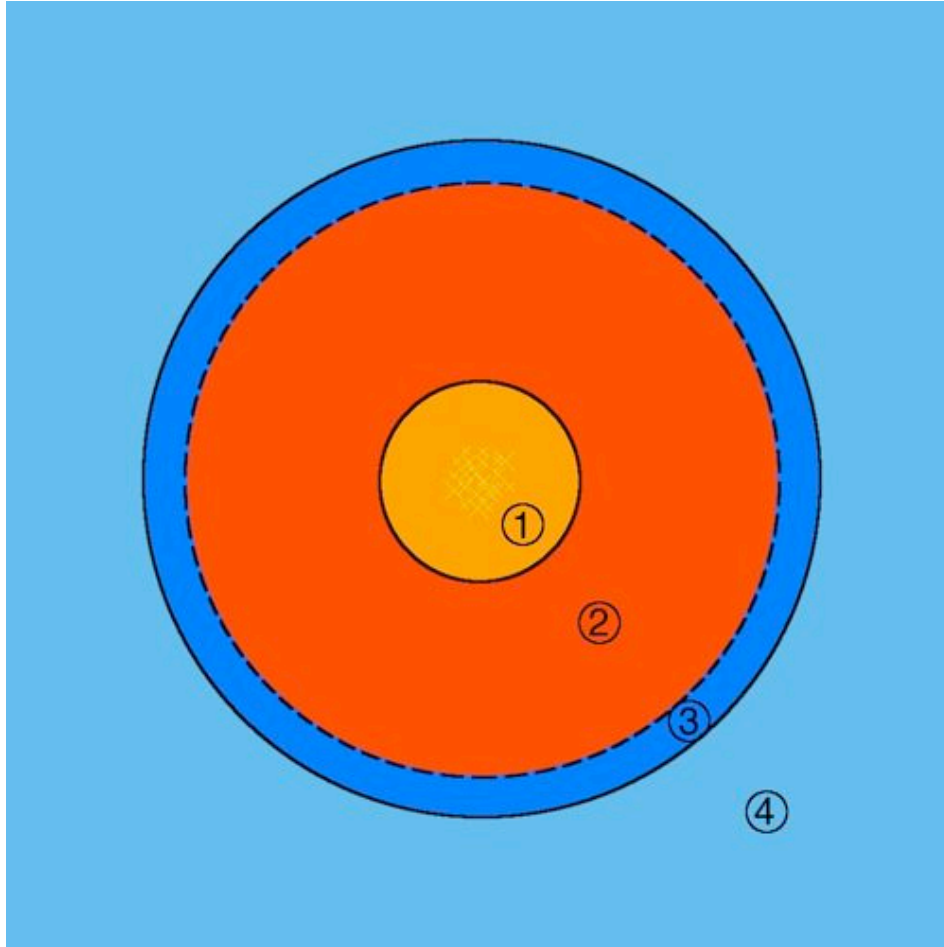


FIG. 7.9 – Représentation schématique d'une superbulle.

## 7.4 Simulation de la superbulle de Cyg OB2

Afin d'exploiter au maximum les résultats observationnels obtenus avec SPI, j'ai souhaité comparer l'étendue de l'émission à 1809 keV en provenance du Cygne avec ce que nous pouvons en attendre sur la base de notre connaissance de la région. J'ai à cette fin réalisé des simulations hydrodynamiques visant à reproduire l'évolution du milieu interstellaire et la diffusion de l' $^{26}\text{Al}$  autour d'une association OB.

### 7.4.1 Théorie des superbulles

Il est connu depuis les années 1970 que les étoiles les plus massives, les Wolf-Rayet en particulier, façonnent leur milieu environnant via leurs vents puissants ; sous l'ef-



fet d'une injection soutenue d'énergie et de masse, la matière interstellaire proche est chassée en une mince coquille dense et froide en arrière de laquelle s'enfle une "bulle" de gaz chaud et ténu [Avedisova, 1972, Castor et al., 1975, Weaver et al., 1977].

Les étoiles massives vivant habituellement de manière corrélée dans le temps et dans l'espace, sous forme d'associations OB, la puissance cumulée de leurs vents stellaires engendre une structure nommée "superbulle" qui, nous le verrons plus loin, est régie par les mêmes lois qu'une bulle simple. C'est donc à l'intérieur d'une superbulle que l' $^{26}\text{Al}$  libéré par les vents stellaires des étoiles massives du Cygne se répand et décroît ; l'étendue spatiale apparente de son signal de décroissance dépend donc à la fois de l'historique de son éjection par les étoiles et du développement de la superbulle. J'ai donc effectué une modélisation de la diffusion de l' $^{26}\text{Al}$  dans la superbulle de l'amas Cyg OB2, qui domine largement les autres groupements stellaires du Cygne en termes énergétiques et nucléosynthétiques. Avant de présenter les travaux numériques et leurs résultats, je vais rappeler la structure et la dynamique d'une bulle simple et discuter les conditions de leur utilisation pour la description d'une superbulle.

Une bulle se divise en quatre parties concentriques représentées dans la Fig. 7.9 pour le cas idéal d'un système à symétrie sphérique. Nous avons, de l'intérieur vers l'extérieur :

1. La zone d'expansion libre du vent stellaire, à l'intérieur de laquelle ce dernier se répand à des vitesses hypersoniques (de l'ordre du millier de  $\text{km s}^{-1}$ ). Ce milieu extrêmement ténu alimente la croissance de la bulle par l'énergie cinétique macroscopique de la matière éjectée à chaque instant par l'étoile centrale.
2. L'intérieur de la bulle. Il s'agit d'une zone de faible densité mais très haute température (de l'ordre de  $10^8 \text{ K}$ ) et donc de relativement haute pression. L'énergie s'y trouve essentiellement sous forme d'énergie cinétique microscopique et est extraite du vent stellaire par l'intermédiaire du choc retour, qui forme la limite intérieure de la région. Quant à la masse contenue, elle a une double origine : le vent stellaire absorbé par le choc retour mais surtout l'évaporation de la couche de matière interstellaire froide suite au fort flux conductif de chaleur qui s'installe au niveau de la discontinuité de contact.
3. La coquille de matière interstellaire. L'expansion soutenue de la bulle génère une onde de choc dans le milieu environnant et la matière interstellaire proche se trouve ainsi chassée et comprimée en une couche périphérique. Après quelques milliers d'années, cette coquille s'effondre sur elle-même par suite d'un refroidissement radiatif et forme une couche dense et froide (relativement, car  $10^3$ - $10^4 \text{ K}$  tout de même) d'épaisseur faible devant le rayon de la bulle.
4. Le milieu interstellaire au repos en amont du choc avant, dont la densité et la pression constituent les conditions aux limites du problème.

Si l'on néglige les termes radiatifs et conductifs, la dynamique de cette structure est alors gouvernée par le jeu d'équations de conservation ci-dessous :

$$\text{masse : } \frac{dM_3}{dt} = 4\pi R_s^2 V_s \rho_0 \quad \text{avec} \quad M_3 = \frac{4\pi}{3} R_s^3 \rho_0 \quad (7.2)$$

$$\text{impulsion : } \frac{dM_3 V_s}{dt} = 4\pi R_s^2 (P_2 - P_0) \quad \text{avec} \quad P_0 \simeq 0 \quad (7.3)$$

$$\text{énergie : } \frac{d\mathcal{E}_2}{dt} = L_w - 4\pi R_s^2 P_2 V_s \quad \text{avec} \quad \mathcal{E}_2 = \frac{4\pi}{3} R_s^3 \frac{P_2}{(\gamma - 1)} \quad (7.4)$$

La première équation de ce système traduit la croissance de la masse de matière interstellaire balayée par le choc avant. Cette équation est une légère simplification car en réalité la coquille de matière interstellaire s'évapore au contact de l'intérieur chaud de la bulle et perd ainsi de la masse ; cette perte de masse est toutefois faible par rapport à la quantité contenue dans la coquille. La seconde équation énonce que le mouvement de la coquille de masse interstellaire résulte de la pression exercée par l'intérieur de la bulle (la pression du milieu ambiant étant considérée comme négligeable). Enfin, la troisième équation représente le bilan énergétique de l'intérieur de la bulle, dont le contenu énergétique est essentiellement sous forme de pression cinétique ; cette pression travaille dans l'accélération de la coquille de matière interstellaire et est entretenue grâce à l'injection continue d'énergie par le vent stellaire. Une approximation est implicite ici : le rayon du choc retour est pris pour négligeable par rapport au rayon de la bulle.

Le système d'équations ci-dessus possède une solution auto-similaire<sup>6</sup> ; les inconnues du système sont donc recherchées sous les formes suivantes :  $R_s = at^\alpha$ ,  $P_2 = bt^\beta$  et  $M_4 = ct^\eta$ . L'identification des coefficients est des indices permet alors d'aboutir à la solution du problème :

$$R_s = \left( \frac{5^3}{7.22.\pi} \right)^{1/5} L_w^{1/5} \rho_0^{-1/5} t^{3/5} \quad (7.5)$$

$$P_2 = \left( \frac{7}{5^2} \right) \left( \frac{5^3}{7.22.\pi} \right)^{2/5} L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5} \quad (7.6)$$

$$M_4 = \left( \frac{4\pi}{3} \right) \left( \frac{5^3}{7.22.\pi} \right)^{3/5} L_w^{3/5} \rho_0^{2/5} t^{9/5} \quad (7.7)$$

---

<sup>6</sup>Une solution auto-similaire est une solution telle que les variables de l'écoulement soient sous la forme  $F=F(R/t^\eta)$ , où  $R/t^\eta$  est la variable de similarité. Une telle famille de solution existe s'il n'y a pas de longueur ou d'échelle de temps caractéristique dans le problème ; dans ce cas, les dimensions du problème sont introduites par les conditions aux limites, ici  $L_w$  et  $\rho_0$  [Breitschwerdt et al., 2005, Truelove and McKee, 1999].

A noter que les solutions ci-dessus valent pour une luminosité mécanique  $L_w$  constante<sup>7</sup>. Une version plus "exploitable" de la solution pour le rayon de la bulle et la vitesse du choc avant est :

$$R_s = 66 L_{38}^{1/5} n_1^{-1/5} t_6^{3/5} \text{ pc} \quad (7.8)$$

$$V_s = 40 L_{38}^{1/5} n_1^{-1/5} t_6^{-2/5} \text{ km s}^{-1} \quad (7.9)$$

avec  $L_{38}$  la puissance du vent en unités de  $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $n_1$  la densité du milieu en  $\text{cm}^{-3}$  et  $t_6$  l'âge en millions d'années. Il est intéressant de constater à ce stade que la dépendance de la taille de la bulle à la luminosité mécanique et à la densité du milieu ambiant est relativement faible grâce aux exposants  $1/5$ .

La formulation analytique de l'évolution d'une bulle soufflée par une étoile unique peut être directement appliquée au cas d'une superbulle produite par une population stellaire. Le modèle simple exposé ci-dessus n'inclut aucune description de ce qui se passe au niveau de la source d'énergie puisque le rayon du choc de terminaison du vent stellaire est négligé ; seule intervient la puissance du vent. En conséquence, la superbulle engendrée par un ensemble d'étoiles se confond, dans le cadre de ce modèle analytique, avec la bulle soufflée par une seule source centrale dont la puissance équivaut à la somme des vents stellaires des étoiles individuelles. Les simulations numériques présentées dans la section suivante s'appuient sur cette simplification.

Il faut à ce stade souligner que le modèle ci-dessus, même dans des versions plus sophistiquées, peine à rendre compte des observations de superbulles. En effet, leur contenu en énergie cinétique et thermique est apparemment bien inférieur à l'énergie injectée par les étoiles sources via leurs vents et/ou explosions ; dans le cas de DEM L192 (N51D), ce sont deux tiers de l'énergie qui manquent à l'appel [Cooper et al., 2004]. Il semble donc que le phénomène soit bien plus complexe que la simple description qui en a été donnée ici ; parmi les processus susceptibles de jouer un rôle important il faut noter :

- L'enrichissement en masse de l'intérieur de la bulle, au delà de la simple évaporation de la coquille de milieu interstellaire balayé. Des processus de mélange hydrodynamique/ablation de la coquille d'ISM et/ou l'évaporation de nuages ou surdensités advectés à l'intérieur de la bulle dominant vraisemblablement le transfert de masse, avec pour conséquence une augmentation du taux de refroidissement radiatif [Breitschwerdt et al., 2005, Chu et al., 2004].
- Une partie de l'énergie pourrait être rayonnée dans l'infra-rouge lointain par de la poussière qui aurait été mélangée au gaz chaud de l'intérieur par les mécanismes ci-dessus [Smith, 2004].

---

<sup>7</sup>Une solution auto-similaire plus générale peut être trouvée, avec un profil de densité environnante et une luminosité mécanique en lois de puissance [Breitschwerdt et al., 2005]

- Une fraction importante de l'énergie pourrait être consommée par l'accélération du rayonnement cosmique dans les nombreux chocs et la forte turbulence qui caractérisent très vraisemblablement l'écoulement réel [Butt, 2007, Butt and Bykov, 2008], ou dans les collisions vent-vent fortement susceptibles de se produire dans les amas denses comme CygOB2 [Parizot et al., 2004, Reimer et al., 2006].
- Enfin, la pression et la tension du champ magnétique environnant agissent vraisemblablement dans le sens d'un confinement plus important de la superbulle [Stil et al., 2008].

Il est donc évident, d'après ces éléments, que la simulation qui va suivre de la superbulle de CygOB2 ne fournira que des estimations du premier ordre ; cependant, dans la mesure où les observations INTEGRAL/SPI ne permettent pas de dresser de contraintes fortes sur la morphologie de l'émission de raie gamma du Cygne, un modèle basique est amplement suffisant.

### 7.4.2 Simulations hydrodynamiques

Le moteur de la croissance d'une superbulle autour d'une association stellaire donnée est la luminosité mécanique de cette dernière. Le code de synthèse de population *PopSim* (présenté au chapitre 4) fournit, en plus des courbes de lumières à 1809 et 1173/1332 keV exploitées précédemment, le profil temporel d'injection d'énergie sous forme de vents stellaires et d'explosion de supernovae. Pour l'amas Cyg OB2, qui domine largement la région du Cygne, l'évolution de la luminosité mécanique en fonction du temps est donnée par la Fig. 7.10. On y distingue très clairement une première phase de contribution des seuls vents stellaires, suivie d'une seconde phase (après 3.5 Myr) dominée par les explosions de supernovae. Etant donné la jeunesse de CygOB2, nous nous concentrerons uniquement sur la première phase, durant laquelle la luminosité mécanique est de l'ordre de  $4\text{-}5 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Cette valeur est à comparer avec la valeur de  $1\text{-}2 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  calculée pour CygOB2 par Lozinskaya et al. [2002] à partir des travaux de Leitherer et al. [1992] ; notre luminosité réduite s'explique par le fait qu'elle est basée sur des estimations plus récentes des taux de perte de masse, prenant en compte les effets de *clumping* dans les vents, avec pour conséquence une réduction par un facteur 2-3 de ces taux par rapport aux valeurs antérieures [Nugis and Lamers, 2000].

La simulation de la superbulle de CygOB2 a été réalisée grâce au code VH-1, mis à disposition de la communauté par John Blondin et ses collaborateurs. Le code exploite la méthode PPM (*Piecewise Parabolic Method*) de Colella and Woodward

#### 7.4. Simulation de la superbulle de Cyg OB2

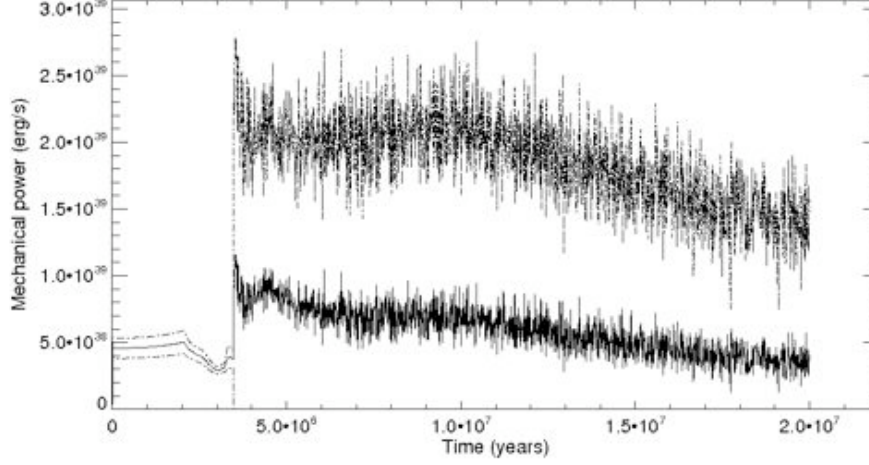


FIG. 7.10 – Luminosité mécanique de l’amas Cyg OB2 en fonction du temps ; les calculs ont été réalisés pour une métallicité de 0.02 et une pente d’IMF de 1.35. Les courbes en pointillés donnent pour chaque instant l’écart-type lié à l’échantillonnage fini de l’IMF.

[1984], qui est une extension d’ordre supérieur de la méthode de Godunov<sup>8</sup> ; dans la méthode PPM, les profils des variables de l’écoulement sont interpolés dans chaque zone par des paraboles ce qui permet une meilleure représentation des chocs et discontinuités. Le code VH-1 est écrit sous une formulation lagrangienne associée à une reprojexion à chaque pas de temps sur la grille eulérienne.

Le code VH-1 dans sa version la plus basique résout les équations de conservation d’Euler pour un fluide idéal et compressible :

$$\text{Masse : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (7.10)$$

$$\text{Impulsion : } \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + P \mathbf{I}) = \vec{0} \quad (7.11)$$

$$\text{Energie : } \frac{\partial e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((e + P) \cdot \vec{v}) = 0 \quad (7.12)$$

$$\text{avec } P = (\gamma - 1) \cdot e \quad (7.13)$$

où  $\rho$ ,  $\vec{v}$ ,  $P$  et  $e$  sont respectivement la masse volumique, la vitesse, la pression et l’énergie interne du fluide, les deux dernières variables étant reliées par le ratio  $\gamma$  des

<sup>8</sup>Dans la méthode de Godunov, les variables de l’écoulement sont des fonctions par morceaux constantes dans chaque zone ; l’évolution dans le temps est alors calculée par résolution de problèmes de Riemann aux interfaces entre les zones.

capacités thermiques isobare et isochore ( $\gamma=5/3$  pour un gaz monoatomique). Ces équations sont insuffisantes pour simuler de manière satisfaisante une superbulle ; il faut en effet ajouter à l'équation de l'énergie un terme de refroidissement radiatif et un terme de conduction thermique, pour traduire respectivement l'effondrement de la couche de matière interstellaire balayée et les échanges de masse/chaleur à la discontinuité de contact. Le terme de refroidissement radiatif a été introduit via une fonction de refroidissement en fonction de la température du plasma  $\Lambda(T)$ , déterminée par Sutherland and Dopita [1993] et représentée en Fig. 7.11. En revanche, la conduction thermique a été négligée dans la mesure où elle a peu d'impact sur la dynamique globale de la superbulle, c'est à dire son expansion ; en effet, la conduction thermique modifie la structure intérieure de la bulle, principalement les profils de densité et de température, mais son contenu énergétique global en est peu altéré [Tomisaka and Ikeuchi, 1986]. Etant donné que ce que nous recherchons ici est une estimation du volume occupé par l' $^{26}\text{Al}$  produit par CygOB2 après quelques millions d'années, le détail des conditions thermodynamiques à l'intérieur de la superbulle nous importe peu. Enfin, nous avons ajouté aux équations d'Euler une équation d'advection d'une espèce radioactive pour suivre l' $^{26}\text{Al}$  de son éjection par l'amas central à sa décroissance. Le système d'équations qui gouverne notre problème est donc finalement celui-ci :

$$\begin{aligned}
 \text{Masse : } & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\
 \text{Impulsion : } & \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} + P \mathbf{I}) = \vec{0} \\
 \text{Energie : } & \frac{\partial e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((e + P) \cdot \vec{v}) = -\Lambda(T) \\
 {}^{26}\text{Al : } & \frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho Z \vec{v}) = -\frac{\rho Z}{\tau} \\
 & \text{avec } P = (\gamma - 1) \cdot e
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

où les notations sont les mêmes que précédemment, avec en plus la fraction massique d' $^{26}\text{Al}$   $Z$  et sa durée de vie moyenne  $\tau$ .

La puissance des vents stellaires issus de CygOB2 a été fixée à une valeur constante<sup>9</sup> de  $4.10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  et la densité du milieu environnant a été prise à  $1 \text{ cm}^{-3}$ . Cette dernière valeur a été choisie uniquement parce qu'elle est typique de l'ISM et ne repose sur aucune étude spécifique à la région du Cygne ; il faut toutefois se souvenir que dans l'expression analytique de l'expansion d'une superbulle, la densité est affectée d'un exposant  $1/5$  qui diminue considérablement son impact. Le rayon d'injection a été fixé à  $1 \text{ pc}$ , après avoir vérifié que ce paramètre a une influence tout

<sup>9</sup>Le code VH-1 a en fait été modifié pour permettre une injection variable dans le temps de masse et d'énergie, mais il est apparu que les "sauts" dans les valeurs des conditions limites d'injection entraînent de fortes oscillations en aval du choc de terminaison du vent ; j'ai donc fixé la puissance injectée à une valeur moyenne sur les premiers millions d'années (voir Fig. 7.10).

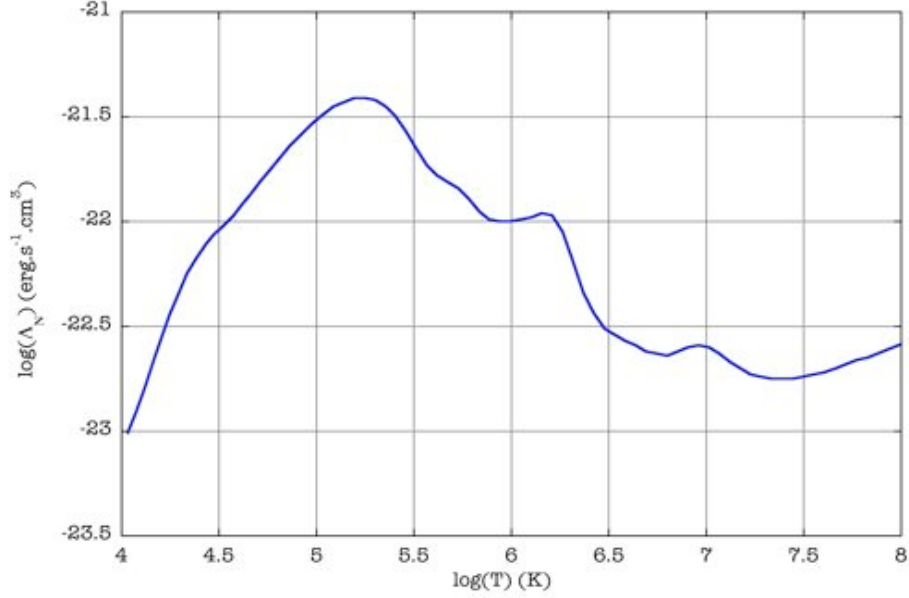


FIG. 7.11 – Fonction de refroidissement  $\Lambda(T)$  d'après Sutherland and Dopita [1993]

à fait mineure sur les résultats.

Les profils des variables de l'écoulement simulé sont présentés en Fig. 7.12-7.14. On y voit très nettement, de l'intérieur vers l'extérieur :

- Le choc de terminaison du vent stellaire ; il s'agit d'un choc fort à la traversée duquel la vitesse est divisée par  $(\gamma+1)/(\gamma-1)=4$ , tandis que la densité est augmentée d'autant (par suite de la conservation de la masse).
- La discontinuité de contact, clairement visible dans les profils de densité et température ; elle sépare l'intérieur chaud et peu dense de la superbulle de la couche dense et froide de matière interstellaire balayée.
- Le choc avant, également un choc fort, qui se propage dans le milieu interstellaire au repos et délimite la taille de la superbulle.

La Fig. 7.15 montre la loi d'expansion de la superbulle en fonction du temps, comparée à la loi analytique formulée par l'équation 7.8. L'écart entre les deux courbes est relativement faible et provient en toute vraisemblance des simplifications associées au modèle analytique (taille de la zone 1 négligée, énergie cinétique macroscopique de la zone 2 négligée,...) et du refroidissement radiatif de l'intérieur de la bulle, qui n'est pas pris en compte dans le modèle analytique : la pression en arrière de la

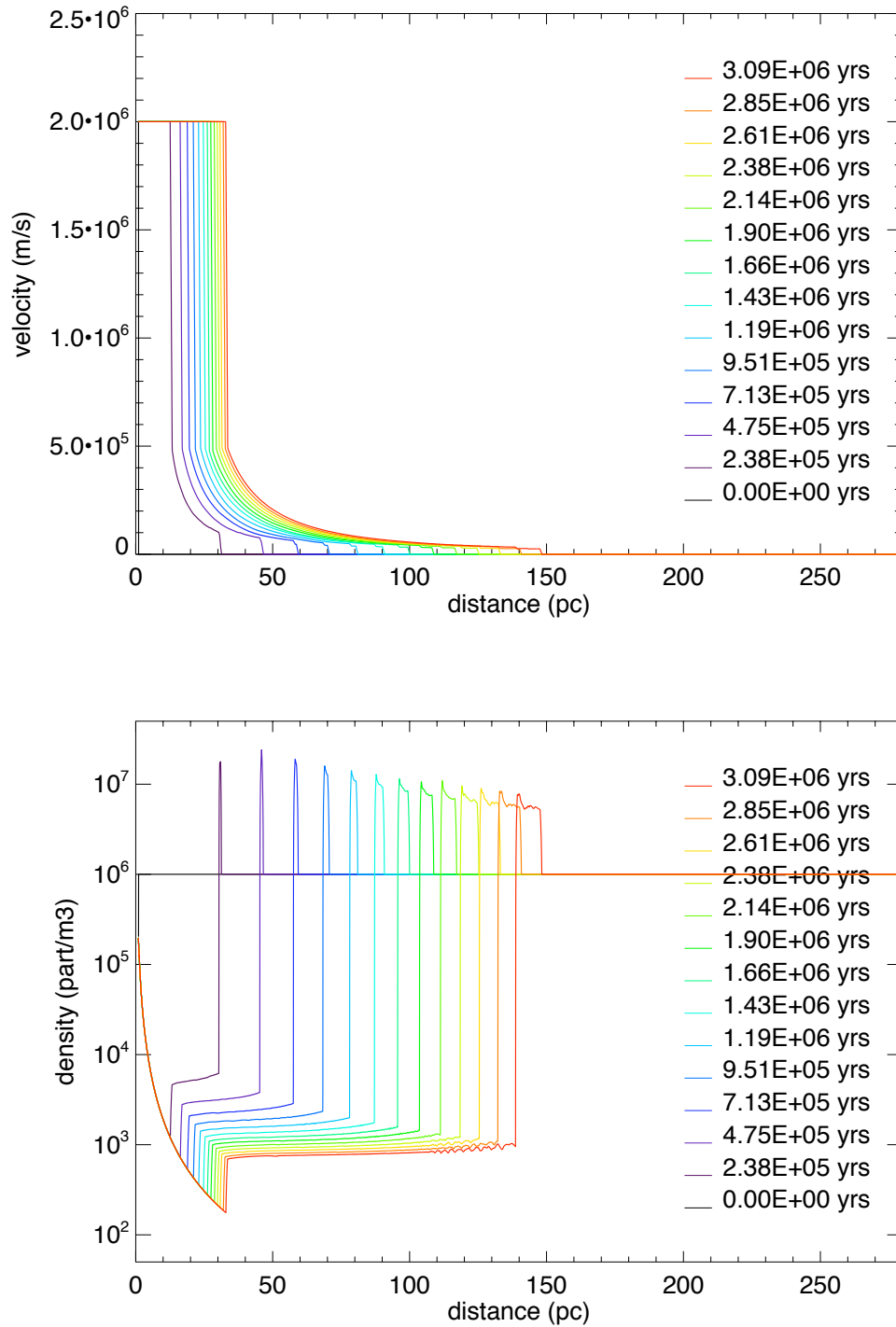


FIG. 7.12 – Profils de vitesse (en haut) et densité (en bas) à différents instants de l'évolution de la superbulle soufflée par Cyg OB2.



#### 7.4. Simulation de la superbulle de Cyg OB2

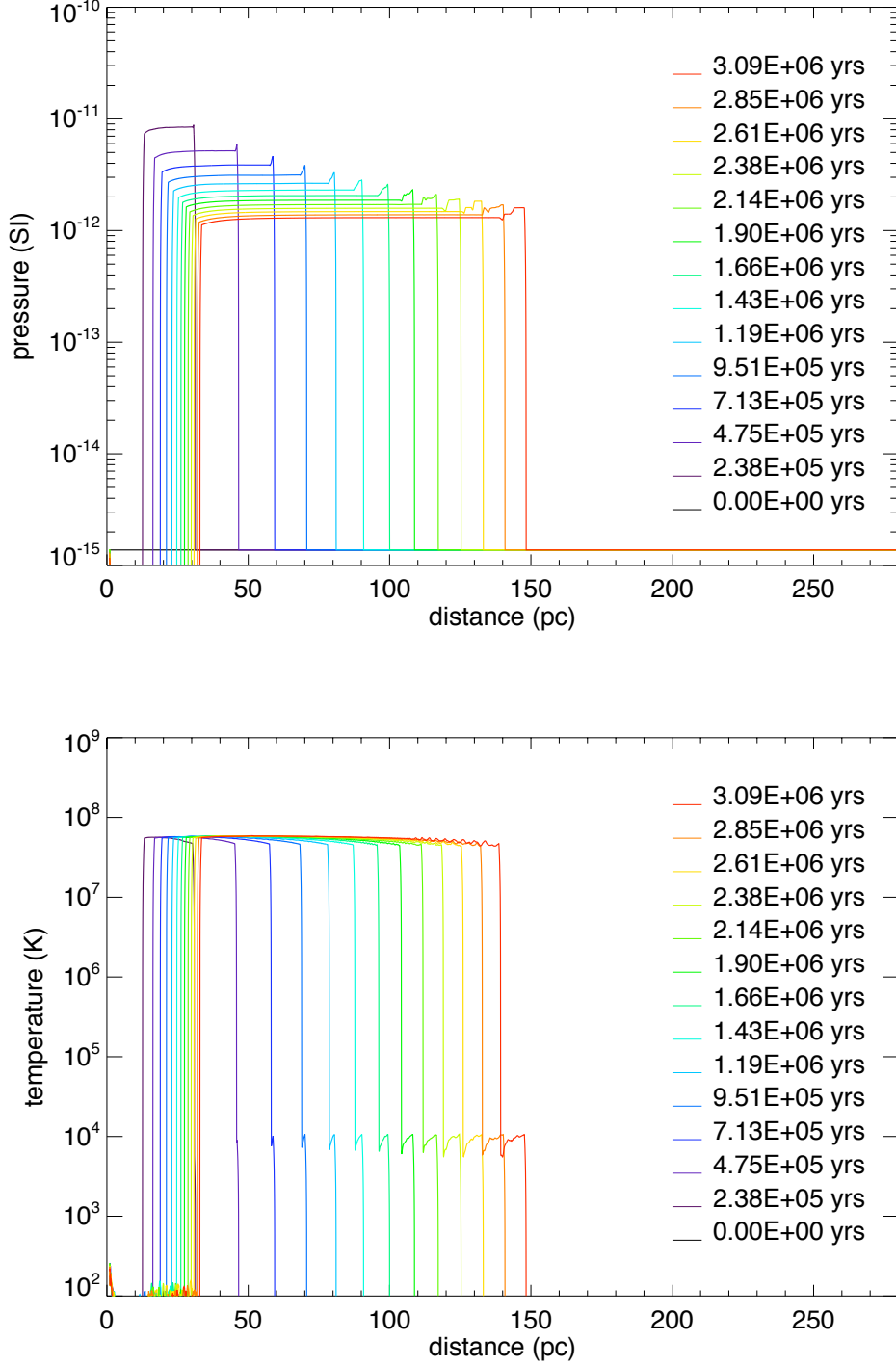


FIG. 7.13 – Profils de pression (en haut) et température (en bas) à différents instants de l'évolution de la superbulle soufflée par Cyg OB2.

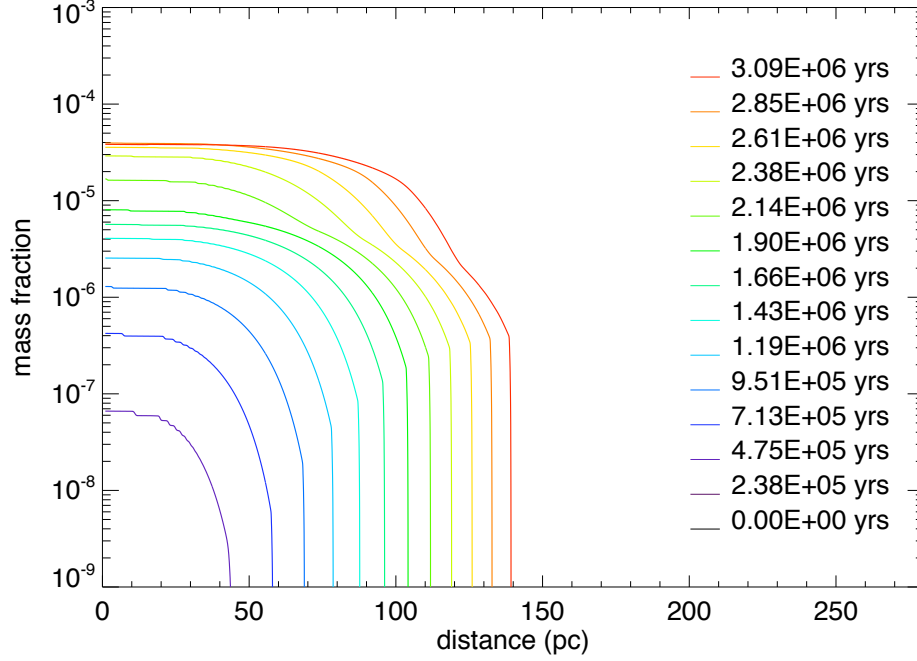


FIG. 7.14 – Fraction massique de  $^{26}\text{Al}$  à différents instants de l'évolution de la superbulle soufflée par CygOB2.

couche de milieu interstellaire balayée est donc légèrement plus faible (voir Mac Low and McCray [1988]).

La Fig. 7.14 montre l'évolution de l' $^{26}\text{Al}$  à l'intérieur de la superbulle. La chute brutale de la courbe à partir d'un certain rayon traduit le fait que l' $^{26}\text{Al}$  est advecté jusqu'à la discontinuité de contact et remplit donc la totalité de l'intérieur de la bulle. Cependant, la fraction massique ne donne pas directement accès à la distribution de la masse d' $^{26}\text{Al}$  dans la superbulle ; il faut prendre en compte le profil de densité ainsi que les effets de la géométrie sphérique (c'est à dire le fait que le volume d'une coquille sphérique d'épaisseur fixe augmente avec le rayon). La Fig. 7.16 donne donc, pour un âge d'environ 3 Myr, la masse d'isotope par unité de distance radiale, ce qui permet de mieux se figurer la répartition de l' $^{26}\text{Al}$  à l'intérieur de la structure. On constate que l'essentiel de la masse d' $^{26}\text{Al}$ , après environ 3 Myr, s'accumule à une distance moyenne entre le choc retour et la discontinuité de contact ; dans le même temps, l' $^{26}\text{Al}$  se répartit de manière relativement homogène en aval du choc retour, avec une variation maximale de la masse en fonction du rayon d'environ un ordre de grandeur. Cet effet est vraisemblablement dû au profil de vitesse entre le choc retour et le choc

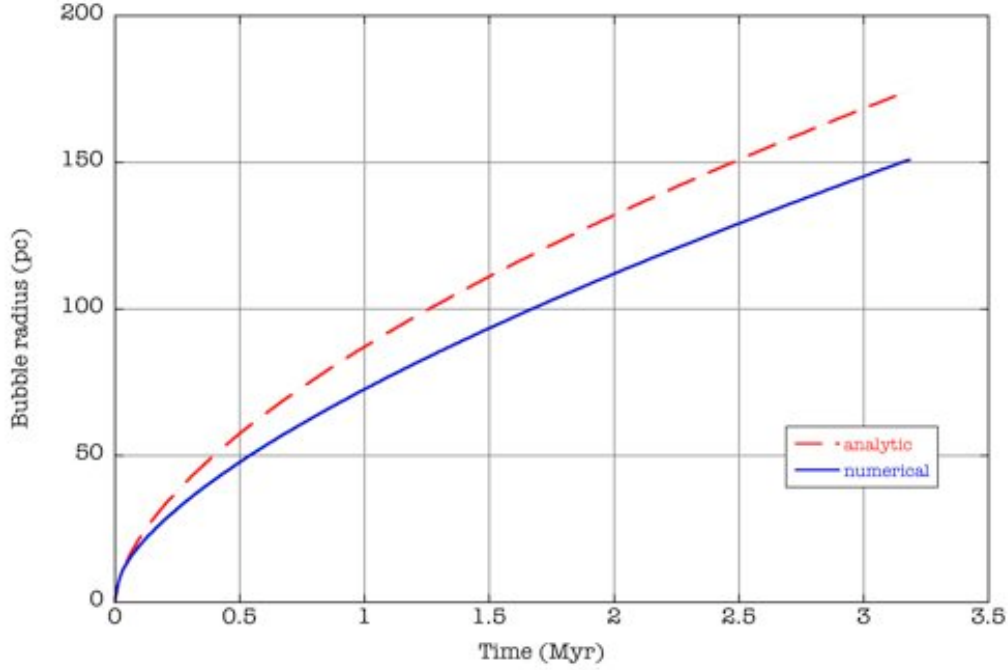


FIG. 7.15 – Evolution en fonction du temps du rayon de la superbulle soufflée par Cyg OB2.

avant. En effet, la vitesse immédiatement en aval du choc retour est d'environ un quart de la vitesse du vent stellaire (traversée d'un choc fort quasi-stationnaire), soit typiquement  $2000/4=500 \text{ km s}^{-1}$ ; cette vitesse diminue ensuite de manière monotone jusqu'à atteindre la vitesse du choc avant soit environ  $50 \text{ km s}^{-1}$ . L' $^{26}\text{Al}$  fraîchement injecté dans la zone de gaz chaud et ténu est donc initialement animé d'une vitesse qui lui permet d'être emporté assez profondément dans ce milieu, mais la diminution progressive de sa vitesse fait qu'au delà d'un certain point, la cinématique devient trop lente vis-à-vis de la décroissance et la masse de radio-isotope diminue en s'approchant de la discontinuité de contact.

Il est possible, à partir de la distribution de la masse d' $^{26}\text{Al}$  de la Fig. 7.16 et du profil des vitesses de la Fig. 7.12, de déterminer l'élargissement de la raie à  $1809 \text{ keV}$  dû à la seule expansion radiale. En l'absence de ce résultat, il est d'ores et déjà intéressant de constater que les vitesses impliquées, de quelques  $10\text{-}100 \text{ km s}^{-1}$  pour l'essentiel, sont en accord avec les vitesses déduites du profil spectral observé.

D'après ce qui précède, il est donc raisonnable de considérer qu'après quelques Myr, l' $^{26}\text{Al}$  remplit presque totalement l'intérieur de la superbulle. A un âge d'environ

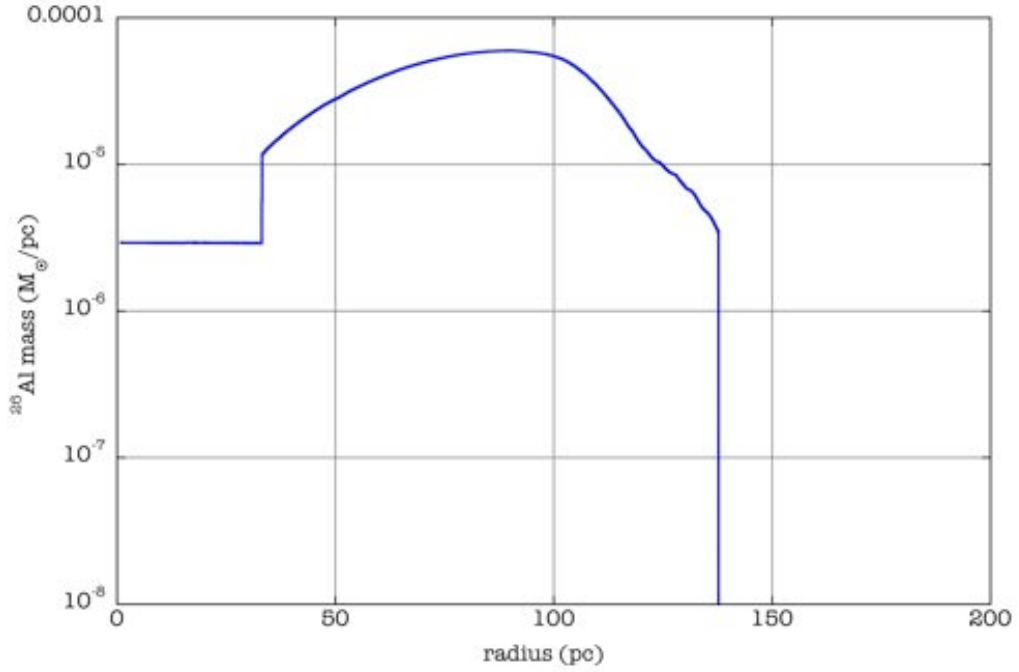


FIG. 7.16 – Distribution de la masse d' $^{26}\text{Al}$  à l'intérieur de la superbulle soufflée par Cyg OB2, pour un âge d'environ 3 Myr.

3 Myr, cela représente un volume sphérique d'environ 140 pc de rayon, soit une taille angulaire d'environ  $10^\circ$  pour une distance à CygOB2 de 1584 pc. Cette estimation est compatible avec les résultats de notre analyse morphologique de l'émission à 1809 keV en provenance du Cygne : nous avons en effet conclu à une émission diffuse d'au moins  $6$  à  $9^\circ$ , sans pouvoir contraindre son étendue maximale.

## 7.5 Synthèse

La région du Cygne héberge à une faible distance de nous une exceptionnelle concentration d'étoiles massives jeunes comprenant entre 100 et 200 étoiles de type O ; en particulier, l'amas Cyg OB2 présente des caractéristiques proches de celles d'un jeune amas globulaire et regroupe à lui seul environ 120 étoiles O. Ce complexe du Cygne est donc le siège d'une impressionnante débauche d'énergie ce qui le rend particulièrement proéminent dans la plupart des longueurs d'onde, du radio au gamma. C'est également le lieu d'une intense activité nucléosynthétique, comme en témoigne son émission intense dans la raie de décroissance à 1809 keV de l' $^{26}\text{Al}$ .

L'analyse de ce signal grâce à 4 années d'observations SPI a permis de définir que l'étendue de la source à 1809 keV est d'au moins 6 à 9°, sans qu'une contrainte forte sur sa taille maximale puisse être fermement établie. Grâce à une modélisation de l'émission galactique globale, il a été démontré que le flux propre au complexe du Cygne ne représente en fait qu'une grosse moitié du flux total en provenance de cette direction, soit  $(3.8 \pm 1.1) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (le reste étant l'émission galactique d'arrière-plan). Les caractéristiques spectrales du signal indiquent un décalage et un élargissement Doppler faibles sinon nuls, en accord avec le mouvement galactique dans cette direction et la vitesses typiques de turbulence de l'ISM.

La recherche d'un rayonnement à 1173/1332 keV caractéristique du  $^{60}\text{Fe}$  est restée infructueuse et une limite supérieure sur le flux de  $1.6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (limite à  $2\sigma$ ) a été établie. Cette absence d'émission de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$ , qui est libéré uniquement par les explosions de supernovae, est compatible avec l'extrême jeunesse de la région et l'absence de SNRs ou de pulsars répertoriés.

Ces observations ont été confrontées à des résultats de synthèse de population stellaire basé sur de très récentes grilles de modèles. Pour une métallicité solaire, les flux simulés sont en accord avec les observations et ce pour la première fois. Ce succès s'explique par la révision à la baisse du flux propre au Cygne et par l'amélioration des modèles de nucléosynthèse stellaire qui intègrent la rotation et la contribution des supernovae de type Ib/c. Bien que les incertitudes sur l'âge des différentes associations OB du Cygne soient fortes, il semble qu'une contribution des supernovae à l'éjection d' $^{26}\text{Al}$  soit nécessaire, ce qui va à l'encontre de notre perception de la région. Le problème se fait plus aigu encore si l'on prend en compte les effets de l'IMF et de la métallicité sous-solaire du Cygne, ce qui pourrait indiquer une sous-évaluation des rendements de supernova.

Enfin, une simulation hydrodynamique de la diffusion de l' $^{26}\text{Al}$  à l'intérieur de la superbulle générée par CygOB2 a été réalisée. Bien que le modèle de superbulle utilisé soit considérablement plus simple que la réalité de ce phénomène, la répartition spatiale de l'isotope autour de CygOB2 après environ 3 Myr est en accord avec la taille angulaire observée par INTEGRAL/SPI.

# Bibliographie

- V. S. Avedisova. Formation of Nebulae by Wolf-Rayet Stars. *Soviet Astronomy*, 15 : 708–+, April 1972.
- N. G. Bochkarev and T. G. Sitnik. Structure and origin of the Cygnus superbubble. *Ap&SS*, 108 :237–302, January 1985.
- S. Bontemps. *in preparation*, 2008.
- D. Breitschwerdt, M. A. de Avillez, and M. J. Freyberg. Keynote Lecture : Galactic and Extragalactic Bubbles. *ArXiv Astrophysics e-prints*, January 2005.
- Y. M. Butt. Astrophysics : The answer is blowing in the wind. *Nature*, 446 :986–987, April 2007. doi : 10.1038/446986a.
- Y. M. Butt and A. M. Bykov. A Cosmic-Ray Resolution to the Superbubble Energy Crisis. *ApJ*, 677 :L21–L22, April 2008. doi : 10.1086/587875.
- W. Cash, P. Charles, S. Bowyer, F. Walter, G. Garmire, and G. Riegler. The X-ray superbubble in Cygnus. *ApJ*, 238 :L71–L76, June 1980. doi : 10.1086/183261.
- J. Castor, R. McCray, and R. Weaver. Interstellar bubbles. *ApJ*, 200 :L107–L110, September 1975.
- Y.-H. Chu. Supernova Remnants in OB Associations. *AJ*, 113 :1815–+, May 1997. doi : 10.1086/118393.
- Y.-H. Chu, M. A. Guerrero, and R. A. Gruendl. Bubbles and Superbubbles. In E. J. Alfaro, E. Pérez, and J. Franco, editors, *How Does the Galaxy Work ?*, volume 315 of *Astrophysics and Space Science Library*, pages 165–+, October 2004.
- P. Colella and P. R. Woodward. The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations. *Journal of Computational Physics*, 54 :174–201, September 1984.

- F. Comeron and A. Pasquali. IR Spectrophotometry of Cygnus OB2. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 32 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1460–+, December 2000.
- R. L. Cooper, M. A. Guerrero, Y.-H. Chu, C.-H. R. Chen, and B. C. Dunne. Energy Crisis in the Superbubble DEM L192 (N51D). *ApJ*, 605 :751–758, April 2004. doi : 10.1086/382501.
- S. Daflon, K. Cunha, S. R. Becker, and V. V. Smith. Chemical Abundances of OB Stars in Five OB Associations. *ApJ*, 552 :309–320, May 2001. doi : 10.1086/320460.
- T. M. Dame, D. Hartmann, and P. Thaddeus. The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. *ApJ*, 547 :792–813, February 2001. doi : 10.1086/318388.
- J. L. Hora. *in preparation*, 2008.
- R. M. Humphreys. Studies of luminous stars in nearby galaxies. I. Supergiants and O stars in the Milky Way. *ApJS*, 38 :309–350, December 1978.
- D. L. Kaplan, D. A. Frail, B. M. Gaensler, E. V. Gotthelf, S. R. Kulkarni, P. O. Slane, and A. Nechita. An X-Ray Search for Compact Central Sources in Supernova Remnants. I. SNRS G093.3+6.9, G315.4-2.3, G084.2+0.8, and G127.1+0.5. *ApJS*, 153 :269–315, July 2004. doi : 10.1086/421065.
- J. Knödlseder. Cygnus OB2 - a young globular cluster in the Milky Way. *A&A*, 360 : 539–548, August 2000.
- J. Knödlseder, M. Cerviño, J.-M. Le Duigou, G. Meynet, D. Schaerer, and P. von Ballmoos. Gamma-ray line emission from OB associations and young open clusters. II. The Cygnus region. *A&A*, 390 :945–960, August 2002. doi : 10.1051/0004-6361 :20020799.
- V. Laugalys and V. Straizys. CCD Photometry and Classification of Stars in the North America and Pelican Nebulae Region. I. Molétai Photometry. *Baltic Astronomy*, 11 :205–218, 2002.
- J.-M. Le Duigou and J. Knödlseder. Characteristics of new star cluster candidates in the Cygnus area. *A&A*, 392 :869–884, September 2002. doi : 10.1051/0004-6361 :20020984.
- C. Leitherer, C. Robert, and L. Drissen. Deposition of mass, momentum, and energy by massive stars into the interstellar medium. *ApJ*, 401 :596–617, December 1992. doi : 10.1086/172089.

- M. Limongi and A. Chieffi. The Nucleosynthesis of  $^{26}\text{Al}$  and  $^{60}\text{Fe}$  in Solar Metallicity Stars Extending in Mass from 11 to 120  $M_{\odot}$  : The Hydrostatic and Explosive Contributions. *ApJ*, 647 :483–500, August 2006. doi : 10.1086/505164.
- T. A. Lozinskaya, V. V. Pravdikova, and A. V. Finoguenov. Searches for the Shell Swept up by the Stellar Wind from Cyg OB2. *Astronomy Letters*, 28 :223–236, April 2002. doi : 10.1134/1.1467257.
- M.-M. Mac Low and R. McCray. Superbubbles in disk galaxies. *ApJ*, 324 :776–785, January 1988. doi : 10.1086/165936.
- G. Meynet and A. Maeder. Stellar evolution with rotation. X. Wolf-Rayet star populations at solar metallicity. *A&A*, 404 :975–990, June 2003. doi : 10.1051/0004-6361 :20030512.
- G. Meynet and A. Maeder. Stellar evolution with rotation. XI. Wolf-Rayet star populations at different metallicities. *A&A*, 429 :581–598, January 2005. doi : 10.1051/0004-6361 :20047106.
- T. Nugis and H. J. G. L. M. Lamers. Mass-loss rates of Wolf-Rayet stars as a function of stellar parameters. *A&A*, 360 :227–244, August 2000.
- A. Palacios, G. Meynet, C. Vuissoz, J. Knödseder, D. Schaerer, M. Cerviño, and N. Mowlavi. New estimates of the contribution of Wolf-Rayet stellar winds to the Galactic  $^{26}\text{Al}$ . *A&A*, 429 :613–624, January 2005. doi : 10.1051/0004-6361 :20041757.
- E. Parizot, A. Marcowith, E. van der Swaluw, A. M. Bykov, and V. Tatischeff. Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration. *A&A*, 424 :747–760, September 2004. doi : 10.1051/0004-6361 :20041269.
- J. H. Piddington and H. C. Minnett. Radio-Frequency Radiation from the Constellation of Cygnus. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 5 :17–+, March 1952.
- A. Reimer, M. Pohl, and O. Reimer. Nonthermal High-Energy Emission from Colliding Winds of Massive Stars. *ApJ*, 644 :1118–1144, June 2006. doi : 10.1086/503598.
- N. Schneider, S. Bontemps, R. Simon, H. Jakob, F. Motte, M. Miller, C. Kramer, and J. Stutzki. A new view of the Cygnus X region. KOSMA 13CO 2 to 1, 3 to 2, and 12CO 3 to 2 imaging. *A&A*, 458 :855–871, November 2006. doi : 10.1051/0004-6361 :20065088.



- D. M. Smith. Gamma-Ray Line Observations with RHESSI. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler, editors, *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, volume 552 of *ESA Special Publication*, pages 45–+, October 2004.
- J. M. Stil, N. D. Wityk, R. Ouyed, and A. R. Taylor. Three-Dimensional Simulations of Magnetized Superbubbles : New Insights into the Importance of MHD Effects on Observed Quantities. *ArXiv e-prints*, June 2008.
- R. S. Sutherland and M. A. Dopita. Cooling functions for low-density astrophysical plasmas. *ApJS*, 88 :253–327, September 1993. doi : 10.1086/191823.
- K. Tomisaka and S. Ikeuchi. Evolution of superbubble driven by sequential supernova explosions in a plane-stratified gas distribution. *PASJ*, 38 :697–715, 1986.
- J. K. Truelove and C. F. McKee. Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. *ApJS*, 120 :299–326, February 1999. doi : 10.1086/313176.
- B. Uyaniker, E. Fürst, W. Reich, B. Aschenbach, and R. Wielebinski. The Cygnus superbubble revisited. *A&A*, 371 :675–697, May 2001. doi : 10.1051/0004-6361 :20010387.
- P. Véron. Le complexe du Cygne. *Annales d’Astrophysique*, 28 :391–+, February 1965.
- W. Wang, M. J. Harris, R. Diehl, H. Halloin, B. Cordier, A. W. Strong, K. Kretschmer, J. Knödseder, P. Jean, G. G. Lichti, J. P. Roques, S. Schanne, A. von Kienlin, G. Weidenspointner, and C. Wunderer. SPI observations of the diffuse 60Fe emission in the Galaxy. *A&A*, 469 :1005–1012, July 2007. doi : 10.1051/0004-6361 :20066982.
- R. Weaver, R. McCray, J. Castor, P. Shapiro, and R. Moore. Interstellar bubbles. II - Structure and evolution. *ApJ*, 218 :377–395, December 1977.
- H. J. Wendker, L. A. Higgs, and T. L. Landecker. The Cygnus X region. XVIII - A detailed investigation of radio-continuum structure on large and small scales. *A&A*, 241 :551–580, January 1991.

## Chapitre 8

# Synthèse et perspectives

L'objectif initial de ce travail de thèse était de fournir des contraintes observationnelles sur les mécanismes physiques qui régissent la vie et la mort des étoiles massives, avec en arrière-plan l'intention d'apporter une contribution à l'effort de recherche entrepris depuis plus de 70 ans pour comprendre comment l'effondrement ultime des étoiles massives aboutit au phénomène de supernova. J'ai pour cela choisi d'exploiter le potentiel de l'astronomie gamma nucléaire, c'est à dire l'observation des raies gamma de la décroissance de certains radio-isotopes produits par les étoiles massives et leurs supernovae, à l'aide du spectromètre SPI embarqué sur la mission INTEGRAL.

L'intérêt de cette démarche repose sur la nécessité de sonder l'intérieur des étoiles massives pour permettre d'identifier les différents facteurs potentiellement essentiels à une explosion réussie. Les isotopes radioactifs (tout comme les isotopes stables) témoignent pendant un certain temps après les faits des conditions dans lesquels ils ont été synthétisés et éjectés; les différents modèles de nucléosynthèse stellaire montrent clairement que le rendement, la cinématique et l'historique de l'éjection dans le milieu interstellaire d'un élément donné dépendent fortement de la physique utilisé dans le modèle (rotation, asymétrie,...). La confrontation des signaux observés aux valeurs prédites pourraient donc indirectement nous donner accès à ce qui se trame dans les intérieurs stellaires et ainsi nous aider à mieux comprendre l'évolution des étoiles massives jusqu'à leur destin ultime.

Les atouts de l'astronomie gamma nucléaire sont que l'émission des cibles n'est pas assujettie à leur environnement physique, contrairement par exemple au domaine optique ou X, et que le rayonnement gamma ne connaît aucune extinction interstellaire. En contrepartie, les flux recherchés sont très faibles et le bruit de fond instrumental est écrasant, ce qui fait qu'une partie considérable de mon travail a consisté en l'élaboration de méthodes de traitement des données SPI et en particulier de modèles de bruit de fond instrumental.

Je vais tâcher, dans la suite de cette partie, de rappeler les principaux résultats

obtenus après ces 3 années de thèse ; je donnerai également, pour chaque thématique, un certain nombre (non exhaustif) de pistes permettant de poursuivre et d'améliorer le travail entrepris.

## 8.1 Etude des raies du $^{44}\text{Ti}$ dans Cassiopée A

Le  $^{44}\text{Ti}$  est un isotope produit par *alpha-rich freeze-out* lors de la combustion explosive du Si, c'est à dire au coeur de la supernova. Sa nucléosynthèse est donc extrêmement sensible à la dynamique interne des premiers instants de l'explosion. La durée de vie moyenne du  $^{44}\text{Ti}$  est de 85 ans ce qui fait que le jeune vestige de supernova galactique Cassiopée A, dont l'explosion remonte à 1680 environ, constitue une cible privilégiée pour la recherche des raies à 67.9, 78.4 et 1157.0 keV caractéristiques de sa décroissance. Par ailleurs, des images X et optiques de Cassiopée A montrent un mélange substantiel des couches internes de l'ejecta et une structure de jet dont les rôles respectifs dans l'explosion demeurent à élucider. La présence de  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A a été confirmée par trois instruments (CGRO/COMPTEL, BeppoSAX/PDS et INTEGRAL/IBIS) et l'objectif du spectromètre SPI était d'en mesurer la cinématique afin de débrouiller un peu le scénario de l'explosion.

Les résultats obtenus sont en deçà des espérances. Les raies basse énergie n'ont pu être mises clairement en évidence à cause d'un bruit de fond instrumental dont la complexité de la variabilité temporelle a empêché une modélisation précise. Quant à la raie haute énergie, la sensibilité de l'instrument est telle qu'un modeste élargissement Doppler suffit à la noyer dans les fluctuations du bruit de fond. A partir d'une analyse solide, j'ai pu obtenir une limite inférieure à  $2\sigma$  d'environ  $500 \text{ km s}^{-1}$  sur la vitesse d'expansion du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A. Intégrée à notre connaissance actuelle de la cinématique des différentes parties du vestige, cette valeur ne permet pas de favoriser un site de production plutôt qu'un autre mais indique que le  $^{44}\text{Ti}$  ne se situe pas dans la proximité immédiate du mass-cut, contrairement à ce qui est obtenu dans le cas d'une explosion parfaitement sphérique.

L'étude du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A devrait connaître une nouvelle impulsion grâce aux prochaines missions X-dur telles NuSTAR ou Simbol-X. Les performances de ces instruments, en particulier Simbol-X, devraient permettre d'imager la distribution spatiale du  $^{44}\text{Ti}$  et donc de progresser considérablement dans l'identification du site de sa nucléosynthèse. A 67.9 et 78.4 keV, cependant, les effets Doppler dus à un éventuel mouvement d'ensemble du  $^{44}\text{Ti}$  ou à son expansion seront vraisemblablement de trop faible amplitude pour être mesurés. Seule la raie à 1157 keV peut fournir cette information cinématique et nous avons vu que SPI ne peut pas apporter de contraintes fortes à ce sujet (avec pourtant plus de 6 Ms d'exposition). L'avenir du domaine du MeV d'un point de vue observationnel demeure incertain ; les prochaines missions envisagées sont l'Advanced Compton Telescope et le Gamma-Ray Imager

mais leur réalisation effective ne se fera pas avant une quinzaine d'années.

## 8.2 Observation/modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ galactique

L' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{60}\text{Fe}$  sont deux radio-isotopes à longue durée de vie (1 et 2 millions d'années respectivement) produits majoritairement par les étoiles massives dans les phases hydrostatique et explosive ; mais alors que l' $^{26}\text{Al}$  est éjecté aussi bien par les vents stellaires (des étoiles Wolf-Rayet en particulier) que par les supernovae, le  $^{60}\text{Fe}$  n'est libéré que par les supernovae. Etant donné leur grande durée de vie, ces isotopes s'accumulent dans le milieu interstellaire et leur émission de raies gamma (à 1809 keV pour l' $^{26}\text{Al}$  et 1173/1332 keV pour le  $^{60}\text{Fe}$ ) témoigne de l'activité stellaire continue de notre Galaxie.

Le niveau du flux galactique observé, pour l' $^{26}\text{Al}$  en particulier, est bien supérieur aux prédictions théoriques et l'origine de ce désaccord pourrait être une insuffisance de nos modèles autant qu'une source alternative ou sous-estimée. La publication récente de deux nouvelles séries de modèles, l'un incluant la rotation stellaire et l'autre explorant les phases hydrostatique et explosive d'une large gamme de masses initiales de 11 à 120  $M_{\odot}$  (sans rotation), appelle une réévaluation de la situation ; l'objectif principal des recherches réalisées sur cette thématique est donc de mettre à l'épreuve sur une échelle globale notre compréhension de la nucléosynthèse de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  par les étoiles massives.

Une première partie du travail a consisté en une caractérisation détaillée du profil céleste de l'émission de décroissance des deux isotopes, mais plus précisément de l' $^{26}\text{Al}$  dont l'émission est bien plus franche. Plusieurs modèles de distribution spatiale ont été comparés et il ressort que l' $^{26}\text{Al}$  suit une distribution annulaire et se regroupe pour l'essentiel entre 4 et 6 kpc de rayon galactocentrique, à la position de l'Anneau Moléculaire Géant. Cette distribution implique une masse stationnaire d' $^{26}\text{Al}$  d'environ 1.7  $M_{\odot}$ , donc bien plus faible que celles invoquées par le passé et basées sur des modèles exponentiels ; il faut souligner cependant le manque de contrainte forte sur l'extension en latitude de l'émission à 1809 keV et donc l'incertitude sur la masse stationnaire qui en découle. A noter que les résultats observationnels obtenus ici sont en bon accord avec les résultats de COMPTEL.

Dans un deuxième temps, une modélisation de l'émission galactique a été réalisée à partir des modèles de nucléosynthèse les plus récents. Un modèle complet incluant un gradient de métallicité et une distribution spatiale du taux de formation stellaire a été développé ; Avec une normalisation de 2 étoiles massives par siècle pour le taux de formation stellaire de la Galaxie et une pente de la fonction de masse initiale de 1.8, les flux prédits sont en bon accord avec les observations, en particulier pour

le radian central. Le désaccord évoqué précédemment semble donc sinon résolu au moins considérablement atténué, même si un examen détaillé de nos résultats révèle des écarts entre prédictions et mesures pour la distribution spatiale des deux isotopes et le flux de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  en provenance du disque.

Ce succès s'explique par le perfectionnement des modèles stellaires, plus spécifiquement par la prise en compte de la rotation, et par le calcul de la contribution des supernovae des étoiles les plus massives. Une amélioration essentielle à apporter à ce travail est d'étudier plus en détail l'impact des rendements de supernovae. En effet, les seuls rendements de supernovae disponibles correspondent à des modèles stellaires sans rotation avec une métallicité initiale solaire ; le raccordement des modèles hydrostatiques non-solaires incluant la rotation à des rendements de supernovae a été fait via la masse du coeur CO. S'il est clair que la masse du coeur CO, contrôlée par la rotation et la perte de masse et donc indirectement par la métallicité, a des répercussions sur les rendements de nucléosynthèse, elle ne saurait être l'unique facteur influent ; en effet, la métallicité initiale commande de manière directe les quantités disponibles de certaines espèces intervenant dans la synthèse de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . Le groupe de Genève travaille actuellement sur une grille de modèles avec rotation devant être poussés jusqu'au stade de presupernova (alors qu'ils arrêtaient d'ordinaire leurs modèles à la fin de la fusion centrale de l'He). Même sans réaliser leur explosion, le simple examen de la structure et du contenu chimique de ces presupernovae devrait nous renseigner sur le degré de validité de notre approximation.

Il serait également intéressant de discuter l'impact des incertitudes qui entourent certains des taux de réactions nucléaires qui interviennent dans la production de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$  ; en particulier en ce qui concerne la nucléosynthèse du  $^{60}\text{Fe}$ , dont les principales sections efficaces sont toutes exclusivement théoriques. Il faut également signaler que dans ce travail de thèse, la production d' $^{26}\text{Al}$  par  $\nu$ -process a été complètement négligée (car non prise en compte dans les grilles de modèles exploitées) alors que sa contribution est probablement non-négligeable.

Du point de vue observationnel, il serait souhaitable qu'une exposition plus importante et plus régulière du plan galactique soit réalisée par INTEGRAL afin de mieux contraindre l'évolution du ratio des flux  $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$  en fonction de la longitude. Ce facteur pourrait en effet amener des contraintes fortes sur la nucléosynthèse des deux isotopes, qui partagent certains sites de production dans l'étoile, et sur la dépendance des rendements à la métallicité. Par ailleurs, une couverture du plan galactique plus large en latitude permettrait une détermination plus précise de la hauteur de l'émission galactique à 1809 keV et ainsi une estimation plus fiable de la quantité stationnaire d' $^{26}\text{Al}$ . De tels objectifs semblent réalisables d'ici la fin de la mission INTEGRAL et sont d'autant plus urgents qu'aucune mission ne prendra le relais avant au moins 15 ans.

### 8.3 Observation/modélisation de l' $^{26}\text{Al}$ et du $^{60}\text{Fe}$ dans le Cygne

La région du Cygne abrite, à environ 1.5-2 kpc de distance, une incroyable concentration d'étoiles massives jeunes ; environ 200 étoiles de type O s'y entassent dans une poignées d'associations OB. Il s'agit donc d'une région particulièrement active qui ressort très nettement à la plupart des longueurs d'onde, du radio au gamma. En particulier, l'émission galactique à 1809 keV de la décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  est particulièrement prééminente dans cette direction.

Les caractéristiques hors du commun de la région du Cygne ont suscité un grand nombre d'études qui nous ont légué une connaissance détaillée de sa structure et de sa population. Tout comme l'émission galactique de l' $^{26}\text{Al}$  a longtemps été en désaccord avec les prédictions théoriques, le flux à 1809 keV en provenance du Cygne s'est toujours trouvé supérieur d'un facteur 2-3 aux valeurs calculées. De même que pour la Galaxie, j'ai donc entrepris de modéliser l'activité nucléosynthétique du Cygne à partir des modèles stellaires les plus récents et de confronter cela aux observations INTEGRAL/SPI. L'exercice est toutefois un peu plus riche dans ce cas là car il intègre une contrainte temporelle liée à l'âge des associations OB du Cygne (alors que la Galaxie était considérée dans un état stationnaire). La mise à l'épreuve des modèles de nucléosynthèse stellaire est donc plus sévère.

Le travail a débuté par une caractérisation de la morphologie et du niveau de l'émission à partir des observations SPI. L'émission à 1809 keV semble être correctement représentée par une source étendue d'environ  $6-9^\circ$ , centrée sur l'imposant amas Cyg OB2 et avec un flux d'environ  $6.0 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ; en ce qui concerne l'émission de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$ , aucun signal ne ressort et une limite supérieure de  $1.6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  a été déterminée. Le flux à 1809 keV, cependant, comprend l'émission des étoiles massives du Cygne mais également la contribution d'arrière-plan du disque galactique. Grâce à l'étude précédente du profil de l'émission galactique à 1809 keV, il s'avère que seule une grosse moitié de ce flux est imputable à la population stellaire du Cygne. Ce point, qui avait été largement négligé par le passé, allège considérablement le problème.

En effet, des calculs de synthèse de population, basés sur les modèles stellaires récents, prédisent de prime abord des flux compatibles avec cette nouvelle estimation du flux à 1809 keV propre au Cygne. La limite supérieure sur le flux de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  est également en accord avec les niveaux prédits. Cependant, une comparaison détaillée et la prise en compte de la métallicité subsolaire du Cygne laissent un résultat en demi-teinte. Il semble qu'un certain nombre de supernovae soit requis pour atteindre les niveaux de flux mesurés, alors que les observations de la région n'en décèlent aucune. Il a été démontré que les supernovae explosant à l'intérieur des superbules sont particulièrement "silencieuses", ce qui pourrait expliquer l'absence

de vestiges de supernova identifiés, mais le catalogue des pulsars est également vide pour cette région du ciel. De plus, l'historique des flux de décroissance ne semble pas correspondre parfaitement à la chronologie des associations OB dans le cas subsolaire, et ceci d'autant plus que l'IMF est raidie. La croissance du flux à 1809 keV ne semble pas assez rapide pour rejoindre les valeurs observées à l'âge estimé aujourd'hui pour les différents amas stellaires ; a contrario, le flux de décroissance du  $^{60}\text{Fe}$  augmente rapidement vers la limite supérieure mesurée, ne laissant qu'un court intervalle sur lequel l'ensemble semble marginalement cohérent.

Les remarques formulées dans la partie précédente sur les approximations utilisées pour les rendements de supernovae sont bien évidemment applicables également pour cette étude du Cygne. D'autres sources d'erreur/incertitudes sont à prendre en compte : âge et distance des amas stellaires, métallicité du Cygne, ...etc. Néanmoins la situation n'a jamais été aussi satisfaisante qu'à l'issue de ce travail. Pour permettre d'évaluer plus solidement le résultat mitigé évoqué ci-dessus, il serait intéressant d'appliquer la même analyse à d'autres concentrations stellaires, telles Sco-Cen, Vela ou Persée, pour voir si les mêmes difficultés sont rencontrées.

Enfin, une simulation hydrodynamique de la diffusion de l' $^{26}\text{Al}$  à l'intérieur de la superbulle générée par CygOB2 a été réalisée (pour la première fois à ma connaissance). Bien que le modèle de superbulle utilisé soit considérablement plus simple que la réalité de ce phénomène, la répartition spatiale de l'isotope autour de CygOB2 après environ 3 Myr est en accord avec la taille angulaire observée par INTEGRAL/SPI.

## 8.4 Etude de l'émission d'annihilation des supernovae et de leurs vestiges

Un autre axe de recherche développé durant cette thèse mais non présenté dans ce manuscrit concerne l'annihilation de positrons dans les supernovae et leurs vestiges. La population de positrons étudiée consiste exclusivement de positrons issus de la décroissance de certains éléments radioactifs comme le  $^{56}\text{Ni}$  ou le  $^{44}\text{Ti}$ . La thermalisation et l'annihilation de ces positrons dans l'ejecta en expansion est fonction de nombreux paramètres comme la masse de l'ejecta, l'énergie de l'explosion, les rendements isotopiques ou le degré de mélange de l'ejecta ; la traduction des observations INTEGRAL/SPI de l'émission d'annihilation de vestiges comme Tycho, Cassiopée A ou SN1006 en éventuelles contraintes sur le phénomène de supernova passe donc par une modélisation fine du devenir des antiparticules selon les conditions initiales de l'explosion.

Un code Monte-Carlo de transport de ces positrons dans un ejecta en expansion a donc été mis au point afin de dresser les profils temporels de l'émission d'annihilation de ces positrons. L'évolution hydrodynamique de l'ejecta est obtenue par des simu-

lations numériques réalisées préalablement. Les conditions physiques du milieu en chaque lieu et instant étant déterminées, les positrons y sont injectés aléatoirement, avec des propriétés (énergie par exemple) régies par des distributions statistiques caractéristiques de la chaîne de décroissance dont ils sont issus. Divers modes de transport sont alors envisageables selon la configuration globale du champ magnétique (radial, turbulent ou inexistant). Les positrons, initialement relativistes, sont freinés par excitation/ionisation et/ou pertes coulombiennes et peuvent, si leur énergie cinétique a été suffisamment diminuée, s'annihiler avec des électrons via différents processus (formation de positronium par échange de charge ou combinaison radiative, annihilation directe avec un électron libre ou lié,...). En prenant en compte l'opacité décroissante dans le temps de l'ejecta, une courbe de lumière à 511 keV est ainsi obtenue et sa sensibilité aux divers paramètres impliqués peut être étudiée.

Le modèle est aujourd'hui pleinement fonctionnel et a fourni ses premiers résultats sur des cas simples. Un point important reste à résoudre avant de se livrer à une interprétation des observations : l'estimation des sections efficaces d'interaction entre les positrons et les métaux (C, O, Ne, S, Si et Ni principalement). Le travail se poursuit donc, en collaboration avec Pierre JEAN pour les aspects théoriques et avec Jacco VINK et Sarka JIRASKOVA pour les aspects observationnels.





# Annexes

---

## Analyse des observations à 67.9 et 78.4 keV

Le groupe d’observations utilisé pour l’étude de l’émission à 67.9 et 78.4 keV du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A possède les caractéristiques suivantes :

TAB. 8.1 – Caractéristiques du groupe d’observation.

Révolutions utilisées	19 à 539
Pointages ON	$\leq 20^\circ$ autour de Cassiopée A
Exposition effective ON	4.4 Ms
Pointages OFF	aucun
Exposition effective OFF	-
Type de données	SE

Etant donné la forte variabilité du bruit de fond dans cette gamme d’énergie, l’OG a été restreint à la demi-douzaine de périodes d’observations continues (pendant plusieurs révolutions successives) de Cassiopée A ; à l’intérieur de ces périodes dédiées, l’amplitude des variations du niveau de bruit de fond demeure ”raisonnable”. Le spectre brut sommé sur tous les pointages est présenté en Fig. 8.1. La raie à 68 keV de la désexcitation du  $^{44}\text{Sc}$  est noyée dans un énorme complexe de raies de bruit de fond et ne pourra pas être extraite.

Le modèle de bruit de fond qui s’est avéré le plus satisfaisant pour cette analyse se compose de :

- Une composante proportionnelle au GEDSAT et ajustée par détecteur, bin en énergie et pour chaque période d’observations dédiées.
- Une composante de croissance linéaire en fonction du temps et ajustée par détecteur, bin en énergie et pour chaque période d’observations dédiées.
- Une composante constante et ajustée par détecteur, bin en énergie et pour chaque période d’observations dédiées.

Les résidus temporels et célestes obtenus sont présentés en Fig. 8.2. Le  $\chi^2$  réduit des résidus temporels est de l’ordre de 1.2 s’il est calculé par pointage, mais augmente jusqu’à des valeurs de 2-3 si les pointages sont regroupés sur des échelles croissantes de temps. Ceci indique clairement que notre analyse est entachée d’erreurs systématiques, vraisemblablement générée par une modélisation imparfaite du bruit de fond instrumental. La distribution des résidus célestes montre que ces erreurs systématiques sont propagées jusqu’aux résultats, ce qui compromet une détection solide des raies basse énergie du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A.

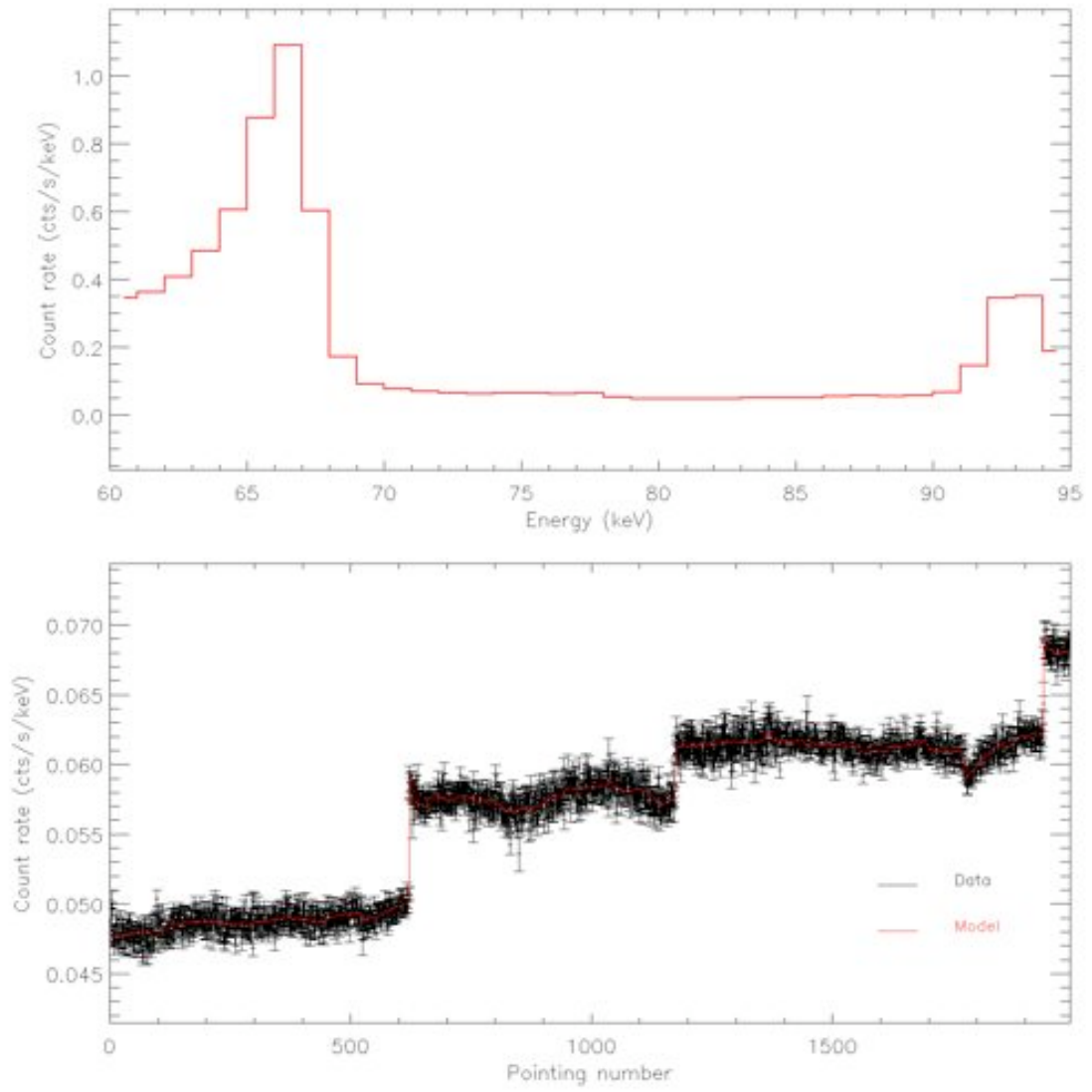


FIG. 8.1 – Spectre brut autour de 68-78 keV (en haut) et évolution du taux de comptage en fonction du temps dans les données et le modèle (en bas).

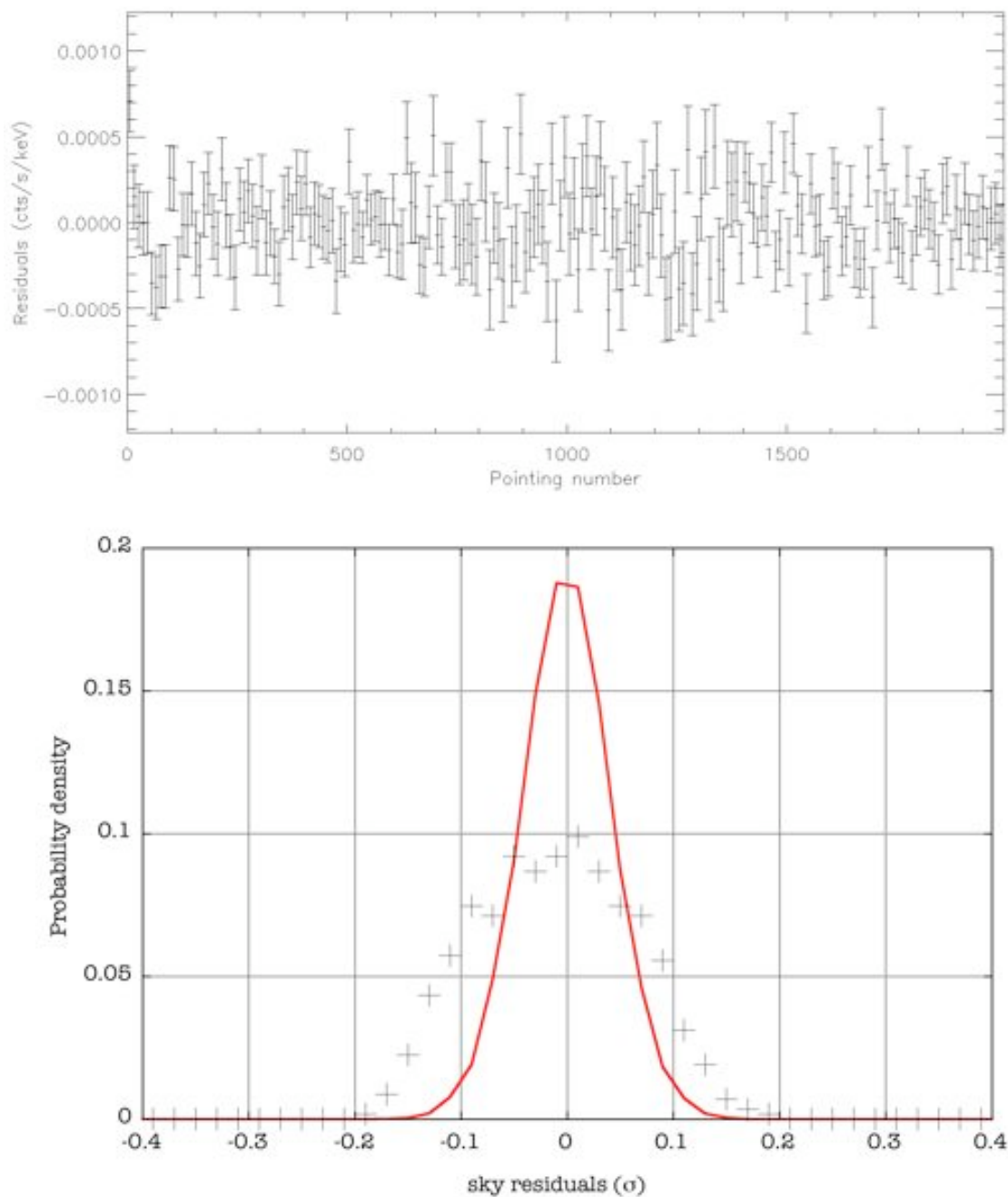


FIG. 8.2 – Résidus temporels (en haut) et résidus célestes (en bas) dans une bande de 76-80 keV ; les résidus célestes obtenus sont comparés à la distribution statistique attendue, déterminée par simulation d'observations (courbe rouge).

## Analyse des observations à 1157.0 keV

Le groupe d'observations utilisé pour l'étude de l'émission à 1157.0 keV du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cassiopée A possède les caractéristiques suivantes :

TAB. 8.2 – Caractéristiques du groupe d'observation.

Révolutions utilisées	19 à 539
Pointages ON	$\leq 20^\circ$ autour de Cassiopée A
Exposition effective ON	6.6 Ms
Pointages OFF	$\leq 65^\circ$ autour des pôles galactiques
Exposition effective OFF	12.5 Ms
Type de données	SE et ME2

Le spectre brut sommé sur tous les pointages est présenté en Fig. 8.3 (pour les SE seulement ; le spectre des ME2 est identique). La raie à 1157 keV de la désexcitation du  $^{44}\text{Ca}$  est naturellement présente dans le spectre de bruit de fond de SPI.

Le modèle de bruit de fond qui s'est avéré le plus satisfaisant pour cette analyse se compose de :

- Une composante proportionnelle au GEDSAT et ajustée par détecteur, bin en énergie et sur trois périodes temporelles délimitées par la perte des détecteurs 2 et 17.
- Une composante de croissance linéaire en fonction du temps et ajustée par détecteur, bin en énergie et sur trois périodes temporelles délimitées par la perte des détecteurs 2 et 17.
- Une composante constante et ajustée par détecteur, bin en énergie et sur trois périodes temporelles délimitées par la perte des détecteurs 2 et 17.

Les résidus temporels et célestes obtenus sont présentés en Fig. 8.4. Le  $\chi^2$  réduit des résidus temporels est de l'ordre de 1.0 s'il est calculé par pointage, mais augmente jusqu'à des valeurs de 2-3 si les pointages sont regroupés sur des échelles croissantes de temps. Ceci indique clairement que notre analyse est entachée d'erreurs systématiques, vraisemblablement générée par une modélisation imparfaite du bruit de fond instrumental. Toutefois, la distribution des résidus célestes montre que l'impact de ces erreurs systématiques sur les résultats est infime.

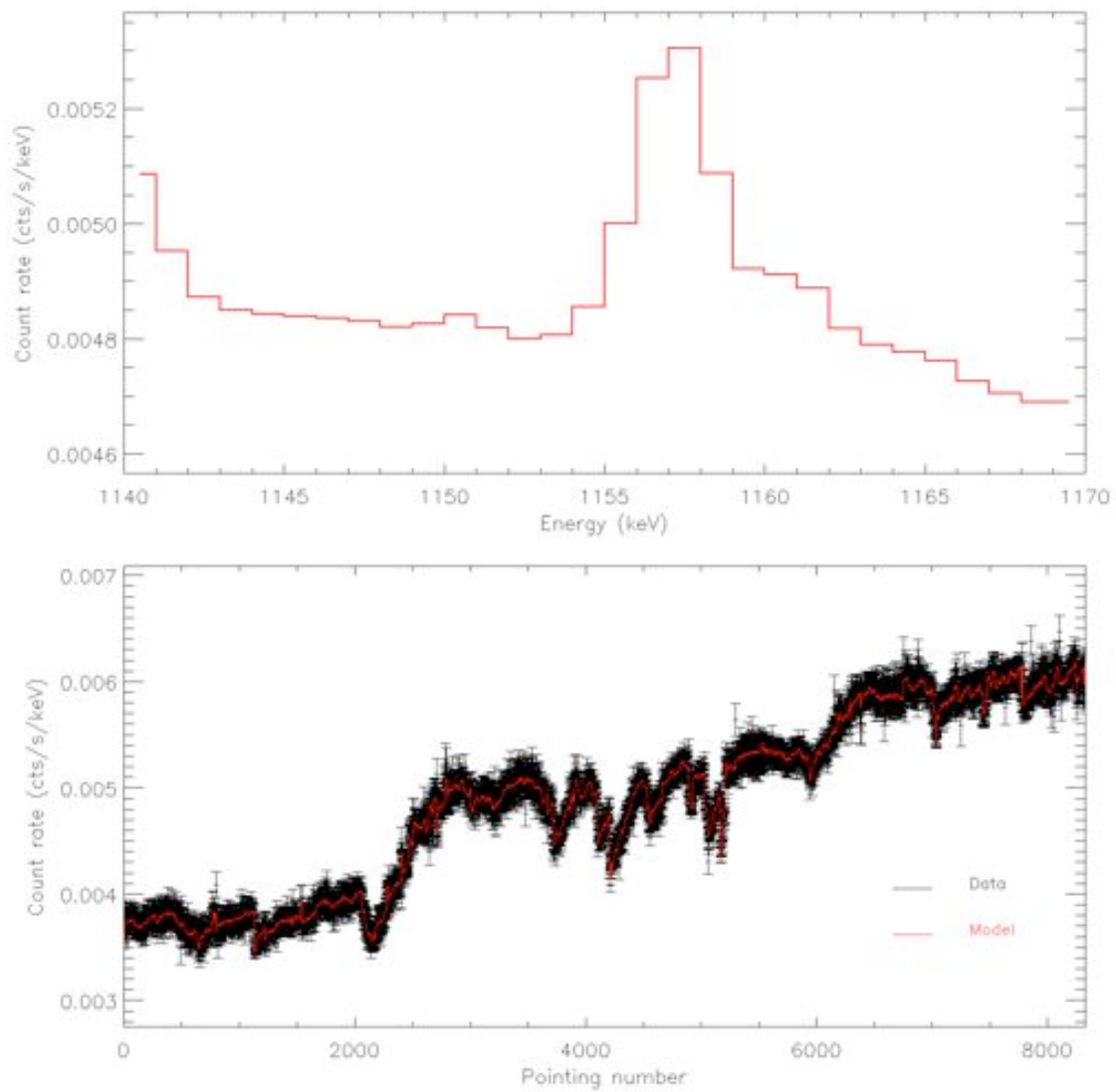


FIG. 8.3 – Spectre brut autour de 1157 keV pour les événements simples (en haut) et évolution du taux de comptage en fonction du temps dans les données et le modèle (en bas).

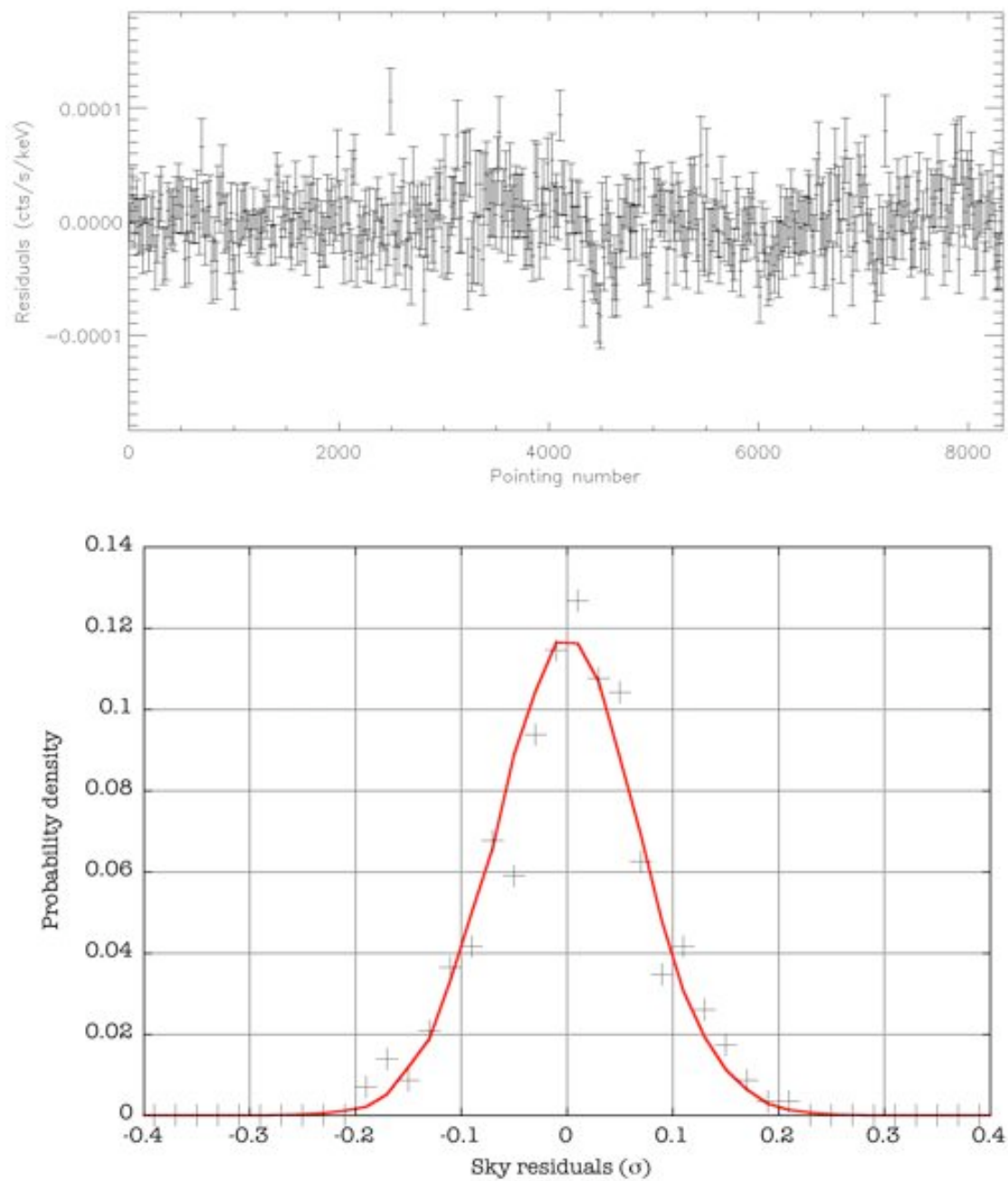


FIG. 8.4 – Résidus temporels (en haut) et résidus célestes (en bas) dans une bande de 1150-1165 keV ; les résidus célestes obtenus sont comparés à la distribution statistique attendue, déterminée par simulation d'observations (courbe rouge).



---

## Analyse des observations à 1809.0 keV

Le groupe d’observations utilisé pour l’étude de l’émission galactique à 1809.0 keV de l’ $^{26}\text{Al}$  possède les caractéristiques suivantes :

TAB. 8.3 – Caractéristiques du groupe d’observation.

Révolutions utilisées	19 à 484
Pointages ON	tous les pointages
Exposition effective ON	63.2 Ms
Pointages OFF	-
Exposition effective OFF	-
Type de données	SE et ME2

Le spectre brut sommé sur tous les pointages est présenté en Fig. 8.5 (pour les SE seulement ; le spectre des ME2 est identique). La raie à 1809 keV de la désexcitation du  $^{26}\text{Mg}$  est naturellement présente dans le spectre de bruit de fond de SPI.

Le modèle de bruit de fond qui s’est avéré le plus satisfaisant pour cette analyse se compose de :

- Une composante proportionnelle au GEDSAT censée reproduire le continuum de bruit de fond sous la raie à 1809 keV ; cette composante est ajustée par détecteur et sur des intervalles temporels de 1 j.
- Une composante proportionnelle au GEDSAT censée reproduire la raie à 1809 keV d’origine instrumentale ; cette composante est ajustée par détecteur, bin en énergie et sur trois périodes temporelles délimitées par la perte des détecteurs 2 et 17.

Les résidus temporels et célestes obtenus sont présentés en Fig. 8.6. Le  $\chi^2$  réduit des résidus temporels est de l’ordre de 1.0 s’il est calculé par pointage et ne présente pas de dégradation sur le long-terme. La distribution des résidus célestes confirme la qualité de l’analyse.

L’étude du signal à 1809 keV spécifique à la région du Cygne repose sur un sous-ensemble du groupe d’observations détaillé ci-dessus et sur la même modélisation du bruit de fond instrumental. Les résultats en termes de résidus sont donc qualitativement similaires à ceux présentés ici.

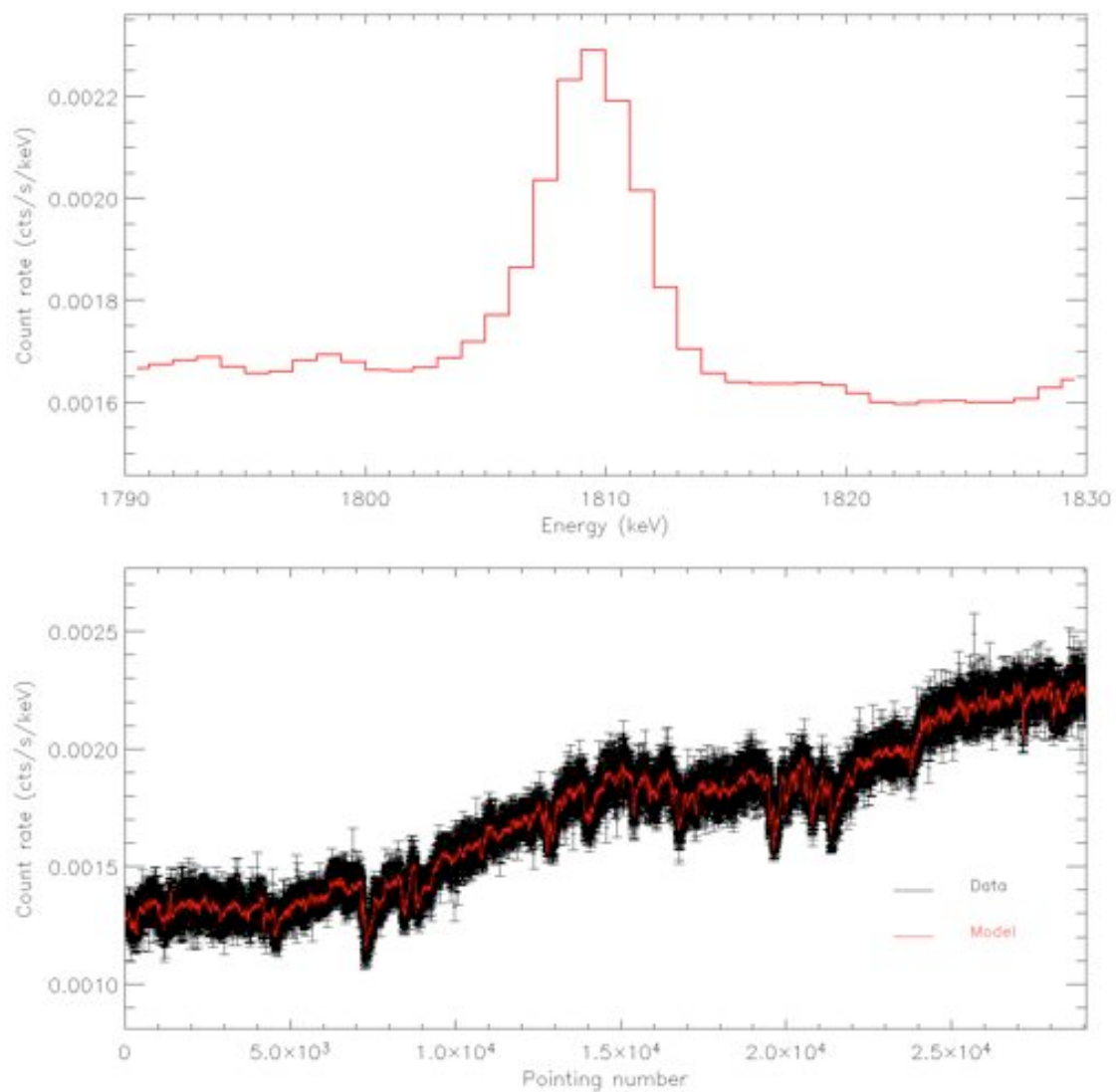


FIG. 8.5 – Spectre brut autour de 1809 keV pour les événements simples (en haut) et évolution du taux de comptage en fonction du temps dans les données et le modèle (en bas).

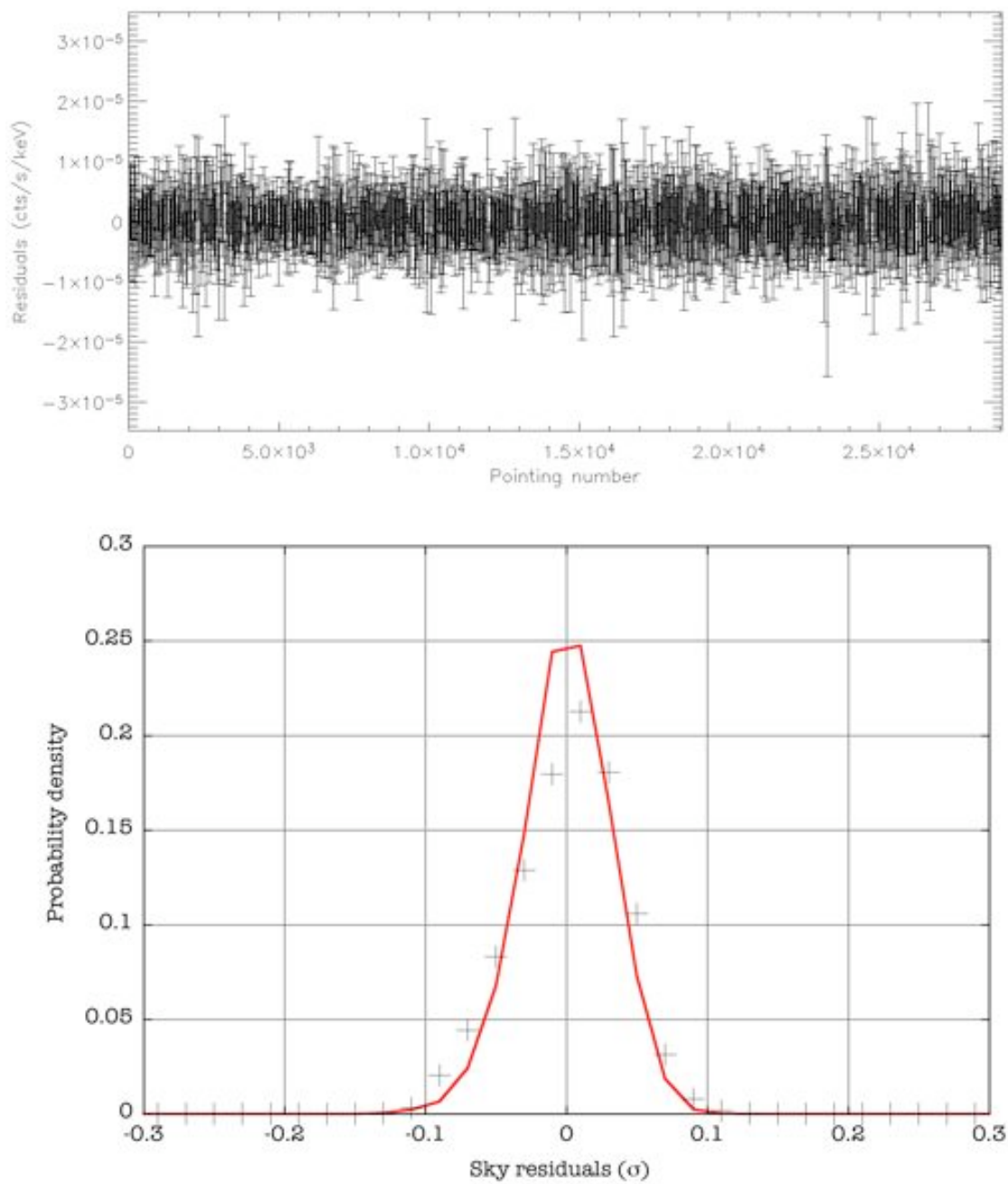


FIG. 8.6 – Résidus temporels (en haut) et résidus célestes (en bas) dans une bande de 1806-1812 keV ; les résidus célestes obtenus sont comparés à la distribution statistique attendue, déterminée par simulation d'observations (courbe rouge).

## Analyse des observations à 1173.0 keV

Le groupe d'observations utilisé pour l'étude de l'émission galactique à 1173.0 keV du  $^{60}\text{Fe}$  possède les caractéristiques suivantes :

TAB. 8.4 – Caractéristiques du groupe d'observation.

Révolutions utilisées	19 à 539
Pointages ON	tous les pointages
Exposition effective ON	70.9 Ms
Pointages OFF	-
Exposition effective OFF	-
Type de données	SE et ME2

Le spectre brut sommé sur tous les pointages est présenté en Fig. 8.7 (pour les SE seulement ; le spectre des ME2 est identique). La raie à 1173 keV de la désexcitation du  $^{60}\text{Ni}$  est naturellement présente dans le spectre de bruit de fond de SPI.

Le modèle de bruit de fond qui s'est avéré le plus satisfaisant pour cette analyse se compose de :

- Une composante proportionnelle au GEDSAT censée reproduire le continuum de bruit de fond sous la raie à 1173 keV ; le niveau de cette composante est fixé avant ajustement par une moyenne glissante sur une fenêtre de 10 h (le résultat étant peu sensible à la largeur de la fenêtre).
- Une composante proportionnelle au GEDSAT censée reproduire une partie de la raie à 1173 keV d'origine instrumentale ; cette composante est ajustée par détecteur, bin en énergie et sur trois périodes temporelles délimitées par la perte des détecteurs 2 et 17.
- Une composante de croissance linéaire en fonction du temps censée reproduire une partie de la raie à 1173 keV d'origine instrumentale ; cette composante est ajustée par détecteur, bin en énergie et sur trois périodes temporelles délimitées par la perte des détecteurs 2 et 17.

Les résidus temporels et célestes obtenus sont présentés en Fig. 8.8. Le  $\chi^2$  réduit des résidus temporels est de l'ordre de 1.0 s'il est calculé par pointage, mais augmente jusqu'à des valeurs de 2-3 si les pointages sont regroupés sur des échelles croissantes de temps. Ceci indique clairement que notre analyse est entachée d'erreurs systématiques, vraisemblablement générée par une modélisation imparfaite du bruit de fond instrumental. Toutefois, la distribution des résidus célestes montre que l'impact de ces erreurs systématiques sur les résultats est infime.

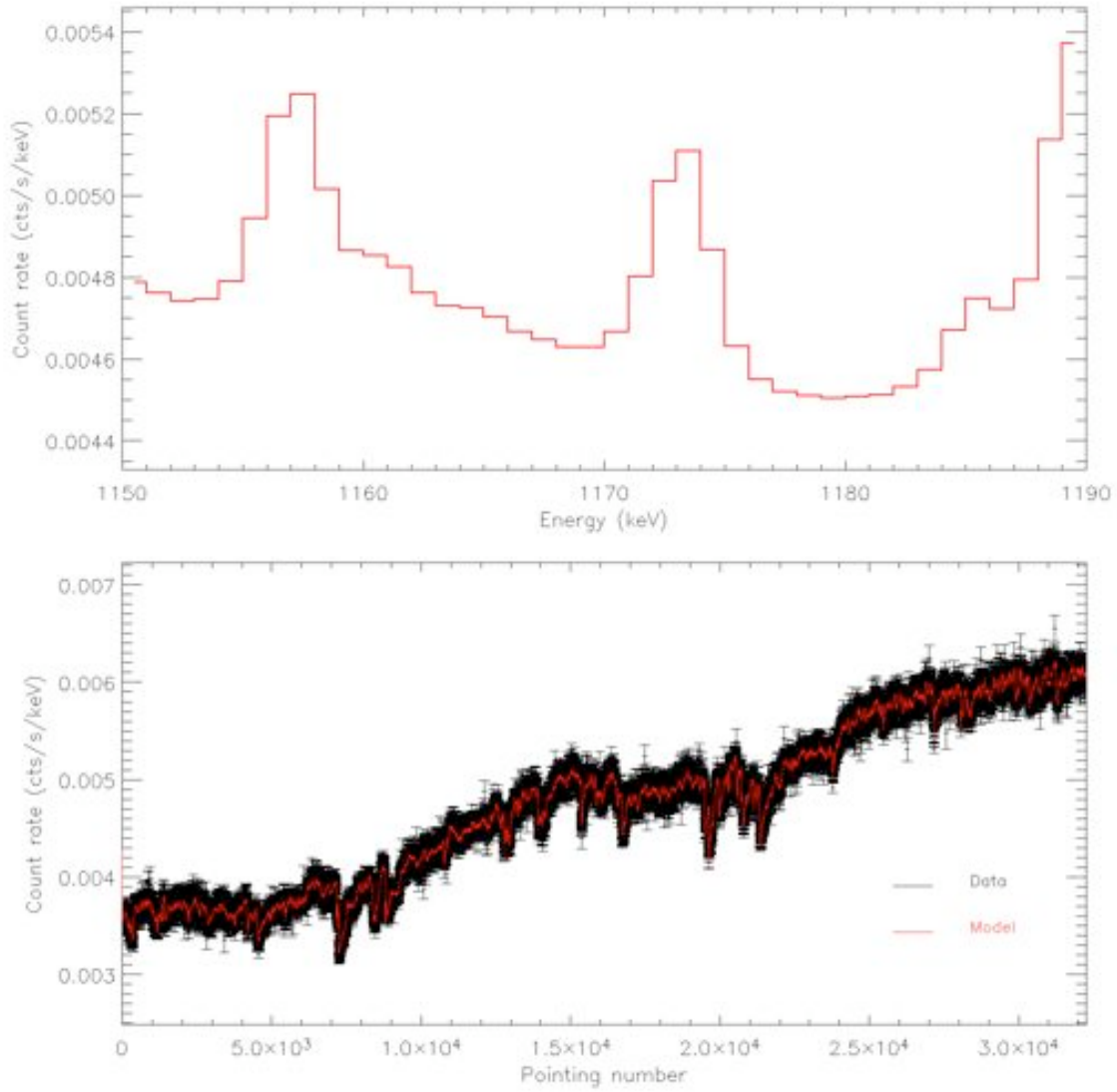


FIG. 8.7 – Spectre brut autour de 1173 keV pour les événements simples (en haut) et évolution du taux de comptage en fonction du temps dans les données et le modèle (en bas).

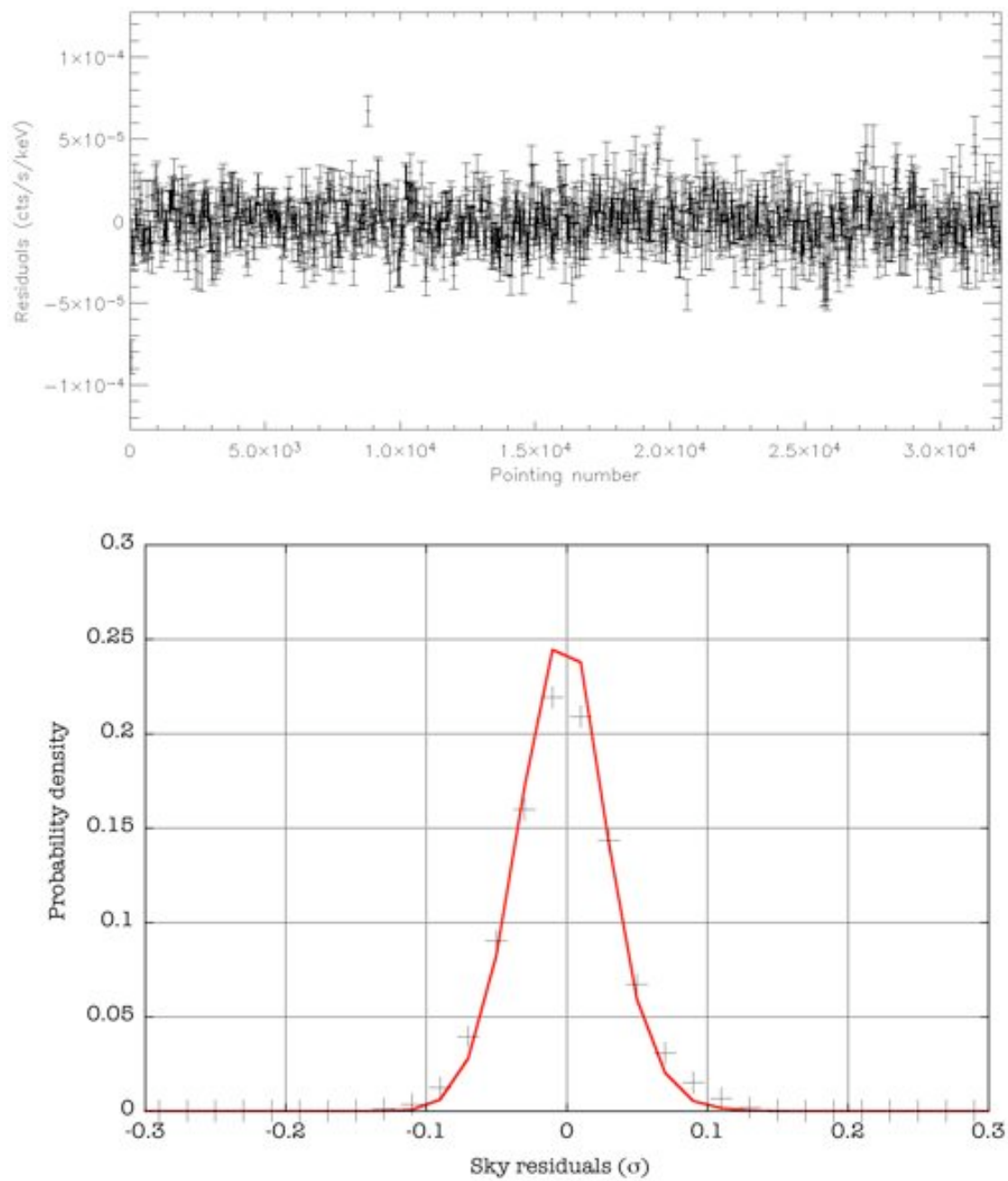


FIG. 8.8 – Résidus temporels (en haut) et résidus célestes (en bas) dans une bande de 1170-1176 keV ; les résidus célestes obtenus sont comparés à la distribution statistique attendue, déterminée par simulation d'observations (courbe rouge).







**Titre :** La vie et la mort des étoiles massives révélées par l'observation des raies gamma nucléaires grâce au spectromètre INTEGRAL/SPI  
**Spécialité :** Astrophysique  
**Auteur :** Pierrick MARTIN  
**Date :** Jeudi 27 novembre 2008

---

**Directeur de thèse :** Dr. Jürgen KNÖDLSEDER  
**Laboratoire d'accueil :** Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements  
9, avenue colonel Roche, BP44346  
31028 Toulouse cedex 4, FRANCE  
**Université :** Université Paul Sabatier Toulouse III  
118, route de Narbonne  
31062 Toulouse cedex 9, FRANCE

---

**Résumé :** L'objectif de cette thèse est de fournir puis d'exploiter des contraintes observationnelles relatives aux étoiles massives et à leurs explosions de supernova. Pour cela, nous nous intéressons à la signature de leur activité de nucléosynthèse et plus particulièrement au rayonnement de décroissance de plusieurs isotopes radioactifs produits et libérés à divers stades de leur existence : le  $^{44}\text{Ti}$ , l' $^{26}\text{Al}$  et le  $^{60}\text{Fe}$ . Grâce au spectromètre haute-résolution SPI embarqué sur l'observatoire spatial INTEGRAL, nous avons pu caractériser l'émission de raies gamma associée à la décroissance de ces trois radio-isotopes.

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur l'émission de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  présent dans le vestige de supernova Cassiopée A. Le but de cette étude est d'obtenir, par une analyse spectrale du signal, une information sur la cinématique de l'ejecta de Cassiopée A. Une telle donnée pourrait alors nous renseigner sur le mécanisme incertain par lequel l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en fin de vie aboutit à une explosion de supernova.

Nous nous intéressons ensuite aux raies gamma de la décroissance de l' $^{26}\text{Al}$  et du  $^{60}\text{Fe}$ . Ces deux isotopes à longue durée de vie s'accumulent dans le milieu interstellaire autour des étoiles massives et donnent lieu à une émission galactique diffuse à 1809 et 1173/1332 keV respectivement. Les observations SPI de cette émission sont confrontées à un modèle de la nucléosynthèse galactique construit à partir des plus récents modèles stellaires. Un travail plus détaillé est alors consacré à la région du Cygne, qui abrite une forte concentration d'étoiles massives proches. Les données SPI obtenues sont comparées aux prédictions théoriques d'un code de synthèse de population et d'une simulation numérique de diffusion de l' $^{26}\text{Al}$  à l'intérieur de la superbulle soufflée par l'amas Cyg OB2.

---

**Mots-clé :** Astronomie gamma nucléaire ; INTEGRAL/SPI ;  $^{44}\text{Ti}$  ;  $^{26}\text{Al}$  ;  $^{60}\text{Fe}$  ; étoiles massives ; supernovae ; superbulle ; Cassiopée A ; Cygne ; Cyg OB2